

ORSAY
Série A , n°
N° d'ordre :
143

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS. SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir le titre de Docteur - Ingénieur

par

BARJOT Gérard

Sujet de la thèse : ECLAIREMENT ET VOLUME D'INTERACTION DANS
LES MESURES DE PROBABILITE D'IONISATION
MULTIPHOTONIQUE PAR LASER.

Soutenue le 14 février 1972 devant la Commission d'Examen.

MM. A. ARNULF

) Président

A. HERPIN

C. MANUS

) Examineurs

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS.SUD
CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir le titre d'Ingénieur-Docteur

par

BARJOT Gérard

Sujet de la thèse : ECLAIREMENT ET VOLUME D'INTERACTION DANS
LES MESURES DE PROBABILITE D'IONISATION
MULTIPHOTONIQUE PAR LASER.

Soutenue le 14 février 1972 devant la Commission d'Examen.

MM. A. ARNULF

) Président

A. HERPIN

C. MANUS

) Examineurs



Je tiens à remercier ici M. le Professeur A. ARNULF qui a bien voulu me permettre d'effectuer cette recherche sous sa haute direction; qu'il me soit permis d'y associer M. le Professeur A. HERPIN ainsi que M. C. MANUS qui ont accepté de faire partie du jury d'examen.

J'exprime ma profonde gratitude à M. C. MANUS, Chef du Service de Physique Atomique ainsi que M. G. MAINFRAY pour les conseils qu'ils m'ont donnés, et pour m'avoir autorisé à effectuer ces recherches et en publier les résultats.

Je remercie enfin les ingénieurs et techniciens du Service de Physique Atomique et en particulier M. P. AGOSTINI pour la part qu'ils ont prise à ce travail.

1ère partie

<u>INTRODUCTION</u>		page 1
Chapitre I	- Rappels sur le laser	page 5
Chapitre II	- Eclairement au voisinage du foyer	page 13
Chapitre III	- Surface d'onde	page 23
Chapitre IV	- Etude spectrale du laser	page 31
Chapitre V	- Volume focal et section efficace d'ionisation multiphotonique	page 41
Chapitre VI	- Déclenchement par prisme tournant - Etude théorique.	page 55
Chapitre VII	- Déclenchement par prisme tournant - Etude expérimentale.	page 65

2ème partie

<u>INTRODUCTION</u>		page 75
Chapitre I	- L'oscillateur laser - Etude des modes.	page 76
Chapitre II	- Déclenchement du laser	page 84
Chapitre III	- Spectroscopie du laser	page 95
Chapitre IV	- Volume focal et section efficace d'ionisation multiphotonique	page 101
<u>CONCLUSION</u>		page 106
ANNEXE I	- Synchronisation caméra-laser	page 108
ANNEXE II	- Méthode de FOX et LI	page 114

Digitized by the Internet Archive
in 2026

INTRODUCTION

L'interaction non linéaire entre un rayonnement laser focalisé et un atome peut conduire à l'ionisation de cet atome par absorption simultanée d'un nombre K de photons.

La probabilité d'ionisation multiphotonique correspondante w varie avec l'éclairement E au foyer de l'objectif selon la relation $W = A E^k / 1/, /2/$, où A est une constante dépendant de l'atome considéré et k le nombre de photons absorbés simultanément par l'atome. Le nombre total d'ions créés dans le volume de V pendant le temps dt , s'écrit alors :

$$N_i = n_0 A \iint_{Vt} E^k dV dt$$

où n_0 est la densité des atomes dans le gaz.

On suppose que l'éclairement $E(x, y, z, t)$ peut s'écrire :

$$E(x, y, z, t) = E_\gamma F(x, y, z) G(t) \quad (1)$$

où E_γ est l'éclairement maximum, $F(x, y, z)$ la fonction de distribution spatiale de l'éclairement et $G(t)$ la fonction de distribution temporelle de l'éclairement. Pour expliciter les mesures, il est donc nécessaire de connaître d'une part l'éclairement, donc le diamètre du foyer, l'énergie du laser, ainsi que $G(t)$ et d'autre part le volume d'interaction, souvent appelé improprement "volume focal" :

$$V_k = \int_V E^k(x, y, z) dV$$

D'une manière plus générale, dans toutes les expériences d'interaction laser-matière, on a besoin de savoir avec le maximum de précision possible ce qui se passe lors de la focalisation de l'onde.

.../...

Or, si des études ont été faites au voisinage du plan focal, la littérature ne nous apprendra rien sur l'extension de ces mesures du plan focal au volume focal, ni sur l'évolution de l'éclairement au cours de l'impulsion laser.

Nous nous sommes donc efforcés dans un premier temps de mettre au point une méthode microphotographique pour étudier l'éclairement au voisinage du foyer, puis, dans un second temps, d'en déduire le volume d'interaction V_k quelque soit l'ordre de non linéarité k du phénomène, en travaillant plan par plan.

Nous avons vérifié l'ordre de grandeur de ces résultats en étudiant la surface d'onde du faisceau laser, car on sait qu'une onde est parfaitement déterminée dès que l'on connaît en tout point son vecteur d'onde :

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}$$

en appelant $\vec{u}$ le vecteur porté par le rayon lumineux, qui est donc perpendiculaire à la surface d'onde, et λ la longueur d'onde.

Cette étude nous a conduit à la conclusion que le laser se comporte comme un volume émissif situé à distance finie derrière le miroir de sortie, ce qui est différent du modèle idéalisé cité habituellement à savoir : un point situé à l'infini derrière la pupille.

Enfin, l'examen du plan focal à la caméra ultra-rapide a montré un déplacement latéral du foyer au cours de l'impulsion.

KOSTER et CHARTIER /5/, à l'Institut d'Electronique d'Orsay, ont prévu qualitativement ce déplacement par le calcul, en l'attribuant à la déformation apportée à la cavité résonnante, lors de l'émission, par le prisme tournant qui assure le déclenchement du laser.

Nous avons repris leurs calculs pour essayer de trouver une justification quantitative à ce phénomène. Nous nous sommes également intéressés à un autre résultat découlant des calculs, et

.../...

qui montre que le laser ne peut fonctionner que par filament dont on peut calculer le diamètre maximum.

Le laser que nous utilisons pour les expériences d'ionisation a un nombre de Fresnel N trop grand ($N = 60$) pour être introduit tel quel dans les programmes; aussi avons nous construit un laser déclenché par prisme tournant plus petit pour vérifier expérimentalement les résultats du calcul, et nous avons pu filmer avec une caméra à fente les filaments : on retrouve bien les conclusions du calcul.

Ce résultat est particulièrement intéressant car il a pour corollaire que c'est le diamètre ψ des filaments et non pas le diamètre ϕ du barreau qui va déterminer la divergence du laser due à la diffraction. Or comme c'est la valeur de la divergence qui fixe le diamètre du foyer et par là même l'éclairement, on conçoit l'importance que revêt cette remarque dans le domaine de l'ionisation multiphotonique.

Enfin, on constate expérimentalement que la valeur mesurée de k , le nombre de photons absorbés simultanément par chaque atome, est inférieur à la valeur théorique k_0 . On peut penser, entre autres hypothèses, que l'ionisation s'effectue en deux étapes, une transition de l'état fondamental vers un état excité suivi de l'ionisation à partir de ce même état excité. Ce phénomène a d'autant plus de chance de se manifester que la largeur spectrale du faisceau laser est importante.

Pour cet aspect, il convient d'avoir une largeur de raie d'émission aussi fine que possible. Le laser qui serait le mieux adapté à ces mesures doit être donc non seulement monomode transverse mais encore monomode longitudinal.

C'est pour toutes les raisons que nous venons de formuler que nous avons décidé de construire un laser déclenché monomode

.../...

transverse et à faible largeur spectrale qui peut-être rendu mono-mode longitudinal. Ce laser utilise comme milieu amplificateur un cristal de YAG dopé au néodyme, il est déclenché par une cellule de KERR ou par absorbant saturable.

Nous avons pu ainsi supprimer les défauts du laser que nous avons étudié précédemment, et au prix d'une réduction de la puissance de sortie, nous avons obtenus une bonne reproductibilité d'une impulsion à la suivante et une grande facilité d'emploi.

L'oscillateur que nous allons décrire dans ce mémoire délivre une puissance de 400 KW dans un faisceau de 1 mm de diamètre. La puissance est donc assez faible mais ce "pilote" est destiné à être amplifié à l'aide d'amplificateur à verre dopé. Cependant, l'intensité lumineuse serait suffisante pour ioniser certains alcalins comme le césium, car elle permet d'atteindre un éclairement de $2 \cdot 10^{11} \text{ w/cm}^2$ au foyer d'un objectif ouvert à $f/2$. Certaines expériences effectuées dans notre laboratoire ont montré en effet que cette densité de puissance est suffisante pour assurer l'observation d'ions césium.

De plus, la cohérence de ce laser permettra de faire l'hologramme du foyer, et, après restitution, d'étudier le volume d'interaction avec une très faible incertitude.

CHAPITRE I

RAPPELS SUR LE LASER

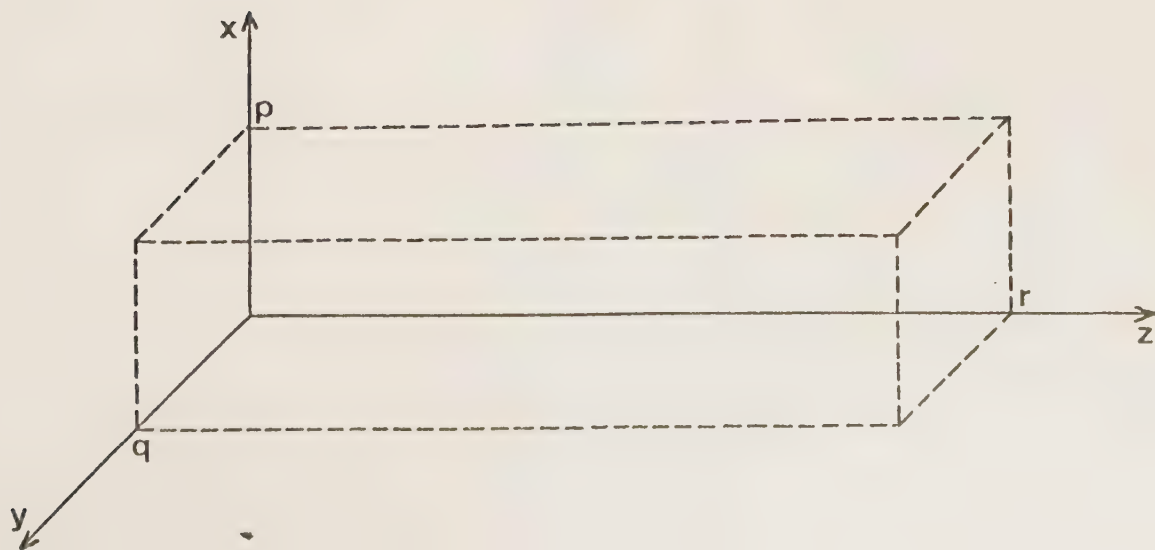
Ne serait-ce que pour préciser les termes que nous allons employer par la suite, il semble utile de commencer cette étude par quelques rappels de principe sur les lasers, puis de décrire le laser que nous allons employer.

Un oscillateur laser /6/ est constitué d'un amplificateur de lumière placé dans une cavité qui va résonner optiquement, c'est-à-dire entre deux miroirs réglés en interféromètre de FABRY-PEROT.

Un laser déclenché est un laser que l'on autorise à osciller à un instant précis en mettant dans la cavité un obturateur électro-optique ou mécanique.

Cavité résonnante.

Les conditions de résonance d'une cavité en optique sont les mêmes qu'en ondes hertziennes ou microondes.



Avec les notations de la figure (page précédente), si l , m et n sont des entiers, la condition de résonance sera :

$$\frac{l^2}{p^2} + \frac{n^2}{q^2} + \frac{m^2}{r^2} = 4 \frac{v^2}{c^2}$$

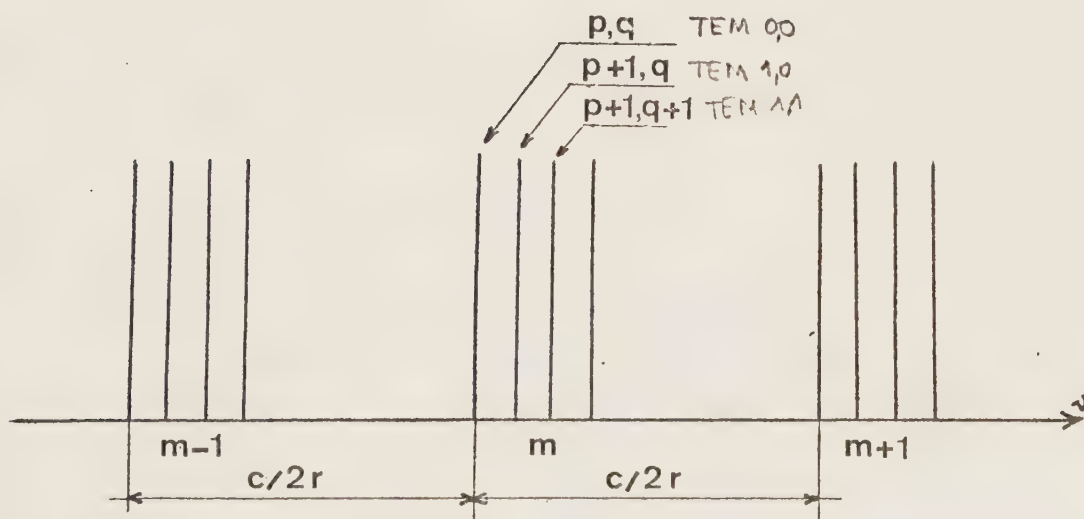
v fréquence

c vitesse de la lumière

Les fréquences discrètes satisfaisant cette équation sont les fréquences propres du système. A chaque valeur de l , m , n correspond une seule fréquence.

Si la cavité est étendue, dans le sens des z par exemple, les fréquences seront :

$$v^2 = \frac{c^2}{4} \times \frac{m^2}{r^2} \left\{ 1 + \frac{r^2}{m^2} \left(\frac{l^2}{p^2} + \frac{n^2}{q^2} \right) \right\}$$



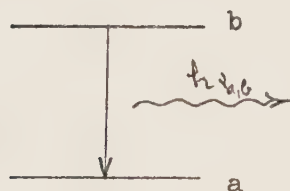
.../...

et le spectre de fréquences se présente sous la forme de paquets, distants de $c/2L$; m définit les modes axiaux, l et n les modes transverses.

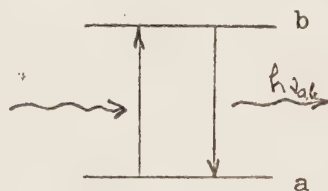
A chaque mode transverse correspond, outre une longueur d'onde, une direction d'émission, le mode fondamental TEM_{00} correspondant à l'axe géométrique du laser.

Milieu amplificateur

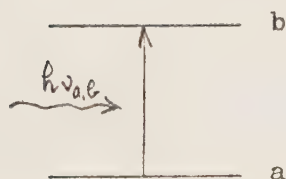
On utilisera l'émission stimulée dans le néodyme avec une matrice en verre, qui offre une bonne résistance au choc. Le schéma de l'émission spontanée est le suivant :



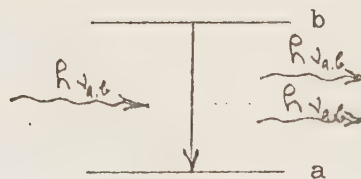
émission spontanée



résonance



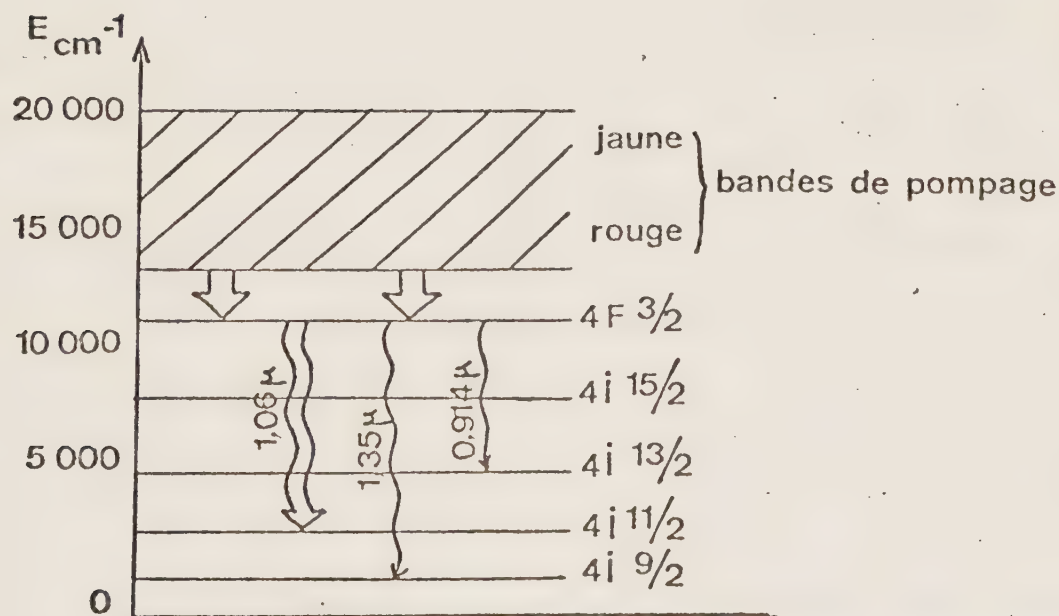
absorption



émission stimulée

Pour que le milieu soit amplificateur, il faut que l'état b soit plus peuplé que l'état a . Or, à l'équilibre, b est beaucoup moins peuplé que a , dans le rapport $\exp : (-h\nu_{ab}/kT)$, si k est la constante de BOLTZMANN. Pour arriver à une inversion de population entre b et a , il faut entre autres conditions que l'état b ne se dépeuple pas spontanément donc que la transition $b \rightarrow a$ soit interdite.

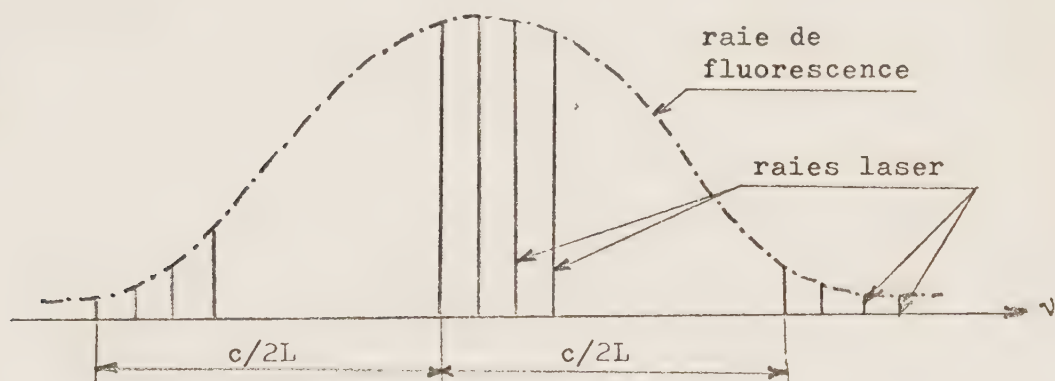
Le schéma des transitions, dans le cas du néodyme, est le suivant : les bandes de pompage sont comprises entre 15 000 et 20 000 cm^{-1} (jaune, rouge), et par transfert d'excitation le métastable $4F\ 3/2$ va être peuplé. Il y aura 3 transitions dont la plus intense est à $1,06\ \mu$.



Dans le laser "à quatre niveaux", on va amener, par pompage optique, les atomes de l'état de base à des états excités qui vont se dépeupler pour retomber sur le niveau b qui est métastable. On va ainsi créer une inversion de population entre l'état b et un état a différent de l'état fondamental. (Dans le rubis, c'est directement entre un état excité et l'état de base que l'on fera l'inversion de population).

Dans le cas du néodyme, la transition $4F-4I$ est interdite par la règle de LAPORTE car les états sont de même parité ($f \sim 10^{-6}$). Le niveau $4F \ 3/2$ est un excellent métastable.

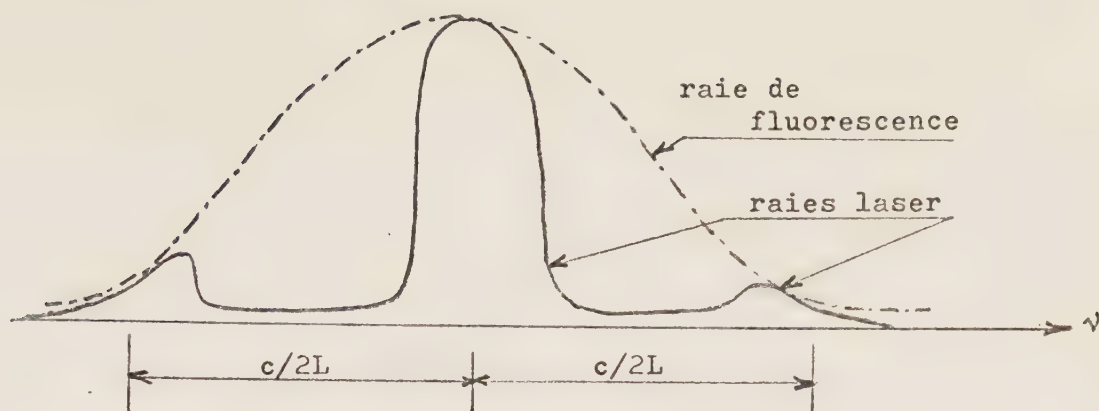
En spectre de fréquence, nous obtiendrons des groupes de pics représentant les modes transverses pour un mode longitudinal déterminé, soit le diagramme :



L = longueur de la cavité

En fait, la largeur de chaque mode est de l'ordre de $1/F$, F étant la finesse de l'interféromètre FABRY-PEROT; et comme les miroirs sont de simples lames de verre nu, ces modes sont trop larges pour être séparés et on a un schéma général du spectre du type :

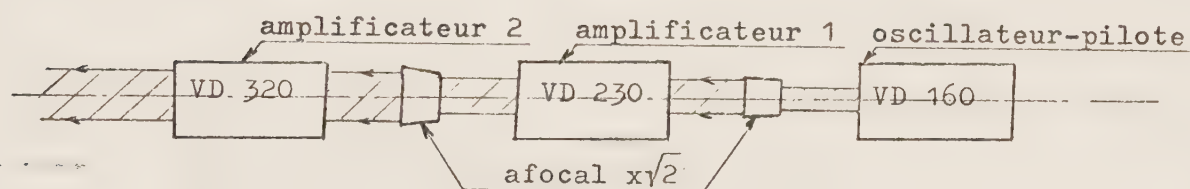
.../...



*

Caractéristiques "Statiques" du laser VD 320.

Le laser est constitué d'un oscillateur déclenché par prime tournant à 330 Hz et de deux amplificateurs :



La puissance crête maximale est de 1,5 GW, mais après doublage de fréquence dans un cristal de KDP, la puissance délivrée à la fréquence harmonique est de 300 MW.

La répartition d'éclairement dans le faisceau est peu uniforme (fig. a) ce qui est du à l'inhomogénéité des barreaux de verre Nd^{+++} et au mode de pompage par flasch hélicoïdal : les bords du barreau sont plus pompés que le centre.

La largeur de l'impulsion est stable et de 33 ns à mi-hauteur (fig. b), et le constructeur garantit une largeur de raie de quelques Å.

* Ce laser, mis au point par le Laboratoire de Recherche de la C.G.E., est commercialisé par la CILAS.



(1) 1 cm = 0,109 d (échelle verticale)
 $\gamma \approx 1$



(2) isodensitométrie de la plaque
 entre deux lignes de niveau noires
 pointillées et blanches, il y a 0,05 d

figure a : répartition de l'énergie dans le faisceau
 après un doubleur de fréquence ; densitométrie dans le
 plan extraméridien et isodensitométrie.

PUISSANCE DU LASER
(unités arbitraires)

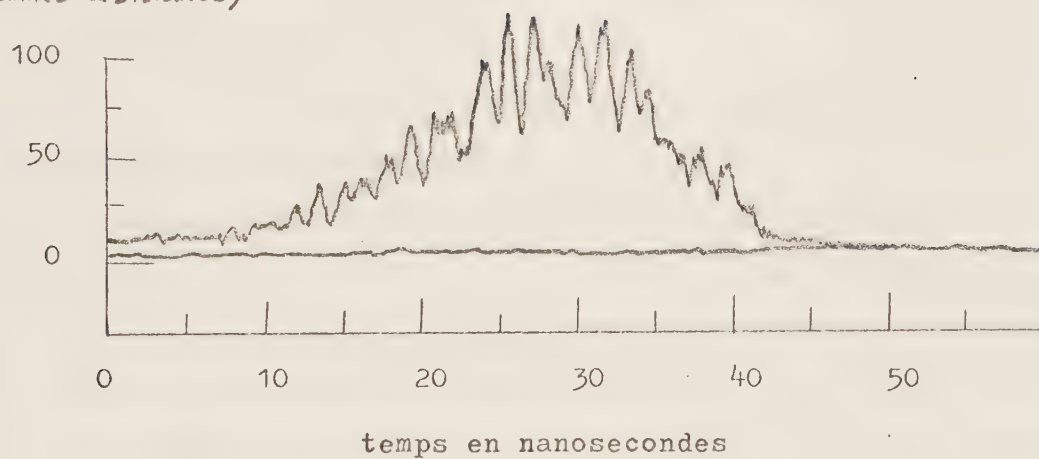


figure b - Puissance du laser vue par une photodiode
Résolution supérieure à 0,2 nanosecondes.

CHAPITRE II.

ECLAIREMENT AU VOISINAGE DU FOYER.

Dans les trois chapitres à venir, nous allons étudier les méthodes de diagnostic optique du faisceau laser, étant entendu que nous voulons connaître parfaitement l'image à l'infini du laser, car c'est elle qui va directement intervenir dans les études d'ionisation, mais aussi les paramètres du faisceau avant la focalisation : surface d'onde et largeur spectrale.

Nous nous attacherons tout d'abord au point le plus intéressant pour l'utilisateur : quel éclairement obtient-on au foyer d'un objectif donné ?

Cet éclairement qui va s'exprimer en w/cm^2 , nécessite trois mesures différentes :

- l'énergie totale du laser, mesurée par calorimétrie.
- la puissance relative du laser $G(t)$ au cours de l'impulsion, c'est-à-dire la réponse d'une cellule photoélectrique rapide éclairée par le faisceau, qui nous permettra de connaître la durée moyenne de l'impulsion.
- la répartition relative de l'éclairement dans un plan donné.

Nous présentons, dans ce chapitre, la mesure de cet éclairement dans un plan par une méthode photographique. L'émulsion sera illuminée pendant toute la durée de l'impulsion, et l'information que nous recueillerons sera donc une "lumination".

$$F(x, y) = \int_0^T E(x, y, t) dt$$

soit une énergie/ cm^2 . Nous l'assimilerons à un éclairement, c'est-à-dire à une puissance par cm^2 , ce qui sous-entend que nous admettons implicitement que l'on peut écrire :

$$E(x, y, z, t) = E_g F(x, y, z) G(t)$$

Principe de la mesure :

Pour mesurer la fonction éclairement au niveau du foyer d'un objectif éclairé par un laser déclenché, il est commun d'avoir recours à des méthodes photographiques, en utilisant l'un des procédés suivants :

- la manière la plus simple est de placer l'émulsion photographique dans le plan que l'on veut étudier et d'examiner le résultat au microscope. Cette mesure, qui peut être assez précise dans le cas de très longues focales, paraît illusoire lorsque le diamètre théorique du foyer est de quelques microns.

- la méthode habituelle consiste à reprendre l'image du foyer avec un objectif pour former une image agrandie sur une plaque photographique. En faisant varier soit la position de la plaque, soit celle de l'ensemble plaque-objectif, on peut étudier avec un grandissement calculable la fonction éclairement dans le voisinage du foyer.

Dans le cas de fortes ouvertures, on utilise souvent comme objectif de reprise un objectif de microscope en raison de son ouverture et de son excellente qualité optique. En contrepartie, le calcul du grandissement de l'image est extrêmement délicat. C'est pourquoi, nous avons procédé par microphotographie :

Nous utilisons à la place d'un objectif de reprise, un microscope fonctionnant en système de projection, et muni d'un oculaire micrométrique. L'oculaire micrométrique, en superposant à l'image du foyer celle du micromètre, simplifie la mesure du grandissement puisqu'il suffit de savoir à combien de microns dans l'espace objet correspondent les 10 μ d'intervalle entre 2 traits du micromètre pour ne plus avoir besoin de tenir compte du grandissement du récepteur que l'on placera après le microscope.

Pour que la méthode soit parfaite, il faut employer comme récepteur un appareil photographique réglé sur l'infini : on peut ainsi explorer l'axe optique par déplacement du microscope sans introduire de variation dans le grandissement.

En fait, les résultats sont meilleurs en supprimant l'objectif de l'appareil photographique et en plaçant l'émulsion à une distance du microscope grande devant la distance de pointé (par exemple 2 m).

Nous obtenons ainsi une photographie très agrandie représentant la fonction éclairement $E(x, y)$, dans le plan de visée, avec en surimpression l'image du micromètre.

Il suffit alors de connaître le grossissement de l'objectif du microscope à $1,06 \mu$, pour connaître très précisément le grandissement total. (La mesure de ce grossissement sera faite en éclairage continu, en se servant comme récepteur d'un transformateur d'images).

Réalisation expérimentale :

La réalisation de l'expérience est conditionnée par la très faible sensibilité du récepteur photographique dont nous disposons. L'émulsion la plus pratique est fournie par le film Polaroid I.R. qui ne permet cependant pas aisément de faire l'étude sensito-métrique. Le film est au moins 10 fois plus sensible que les plaques photographiques AGFA SCIENCA 52 A 86 que nous utilisons pour des raisons d'approvisionnement ou des KODAK 1 Z. Il faut noter également un film de 35 mm, le KODAK IR film, dont la sensibilité est intermédiaire entre celle du Polaroid et celle des plaques AGFA.

.../...

La principale difficulté de manipulation vient de ce que, pour se placer dans la partie linéaire de la courbe de noircissement de l'émulsion, la puissance laser concentrée au foyer que l'on va photographier correspond à peu près au seuil de fracture du verre par les photons, donc de l'objectif du microscope (environ 20 J/cm^2 en 30 nanosecondes).

Selon l'ouverture numérique désirée, nous emploierons des X 10 ZEISS ou pour des ouvertures de $f/2$ et $f/1$, des STIASSNIE 4, en raison de leur grande distance frontale de visée. Cependant, quelles que soient les précautions prises, nous n'avons jamais pu étudier photographiquement qu'une faible distance en avant du foyer, 0,5 mm environ pour un objectif ouvert à $f/2$, ce qui est heureusement suffisant à nos besoins. En effet, dès que l'image se forme sur la surface du premier verre de l'objectif du microscope, ou dans cet objectif, il y a destruction.

L'atténuation du faisceau laser, qui ne doit pas déformer la surface d'onde, se fait par réflexion vitreuse sur des surfaces bien planes, et par action sur le pompage des flashes.

En effet, nous n'avons jamais pu mettre en évidence l'influence du pompage sur les caractéristiques optiques du faisceau.

Une seconde difficulté vient de la taille de l'image du laser au foyer. Les réglages sont extrêmement critiques; le positionnement latéral du microscope, par exemple, doit être réalisé avec une précision supérieure au $1/10$ de mm.

Exploitation des plaques photographiques.

Pour lire les plaques photographiques que nous obtenons, nous disposons d'un densitomètre JOYCE pouvant fonctionner en isodensitraceur : cette fonction facilite grandement la détermination de

.../...

l'éclairement car la répartition d'énergie dans le faisceau est très inhomogène : un dispositif électronique fait travailler le densitomètre ligne par ligne et il trace directement des "courbes de niveaux" de densité, tous les 0,05 d, selon le coin photométrique utilisé. Connaissant la loi de noircissement de la plaque :

$$d = \gamma \log E$$

Il est très facile de remonter à l'éclairement. Il ne manque alors plus d'une donnée : le γ des plaques photographiques.

En fait, pour les mesures de volume d'interaction, l'erreur commise en prenant le γ fourni par le fabricant est faible devant les incertitudes d'autres mesures intervenant dans le calcul.

Cependant avec une meilleure connaissance de divers paramètres, comme l'énergie en fonction du temps nous avons été amenés à mesurer ce γ , ce qui nous a permis par la suite d'utiliser mieux les plaques et d'employer le film KODAK IR dont nous ne connaissons pas les caractéristiques. En effet, à l'énergie constante, γ est fonction de la puissance.

Résultats

Nous verrons, lors du calcul de la section efficace d'ionisation multiphotonique, l'exemple complet d'un calcul de "volume focal". Il ressort des mesures que l'influence de l'oscillateur est primordiale sur l'homogénéité du faisceau, et sur le diamètre du foyer. Il faut donc refaire une mesure complète chaque fois que l'on change un paramètre de l'oscillateur.

Exemple 1 : Oscillateur seul, objectif C.G.E. $f/2$, $f' = 60$ à deux verres diaphragmé à $\phi = 16$ mm.

Le diamètre à éclairement moitié est de 100 à 110 microns (fig.c).

.../...

Exemple 2 : Lentille plan asphérique, $f/1$, $\phi = 50$ mm travaillant dans les mêmes conditions.

Cet objectif est corrigé de la coma, donc d'un réglage plus facile. Les résultats présentent de l'astigmatisme. Les taches sont des ellipses, horizontales d'abord, verticales ensuite, le diamètre du cercle de moindre diffusion est de 60 microns.

Exemple 3 : Lentille plan asphérique de l'Institut d'Optique.

Oscillateur laser avec un amplificateur (800 MW max.). $\phi = 50$ mm diaphragmé à $\phi = 23$ mm. nous obtenons deux courbes, dans les plans méridien et extraméridien, du diamètre à éclaircissement moitié en fonction de l'abscisse, qui montrent clairement l'astigmatisme de l'onde laser (fig.d). Nous avons vérifié par ailleurs que l'objectif seul ne présentait pas d'astigmatisme.

Conclusion

Cette étude appelle deux remarques :

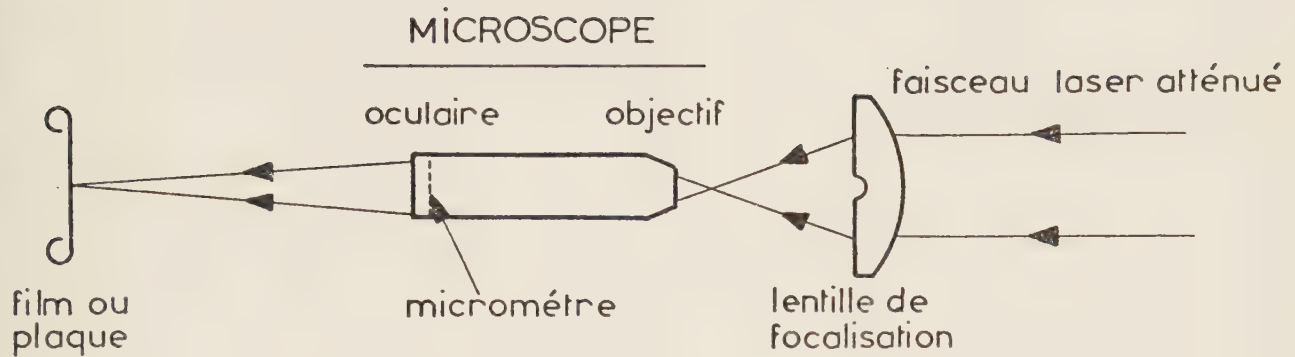
1°) - Il est difficile de donner une valeur précise de l'éclaircissement du fait non seulement de l'imprécision de certaines mesures comme celle de l'énergie en calorimétrie (20% d'incertitude), mais encore du manque de reproductibilité en énergie des impulsions laser.

De plus, la fonction éclaircissement est caractéristique d'un certain réglage de l'oscillateur et des conditions de focalisation. Cependant, pour un réglage donné du laser et dans un plan donné, cette fonction est reproductible d'une impulsion à une autre à une constante multiplicative près.

Cela permet d'affirmer que l'étude du volume d'interaction plan par plan a un sens, et que l'on peut dissocier les mesures optiques sur le faisceau des mesures d'ionisation.

2°) - On pense généralement qu'un laser est limité par la diffraction et qu'il est équivalent à un point source situé à l'infini en arrière de la pupille de sortie. Nous nous apercevons que le laser que nous utilisons correspond à une source de lumière ayant une force de berlingot

.../...



Mesure du diamètre de la tache focale. En théorie, il devrait y avoir un appareil photographique réglé sur l'infini à la place du détecteur schématisé.

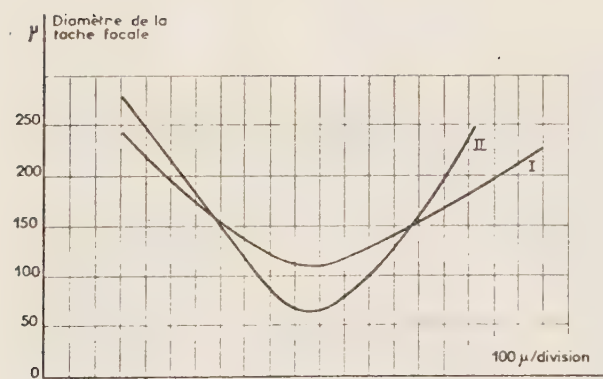


figure c - Comparaison des images formées par un objectif C.G.E., $f/2-\varnothing = 31$ mm (I) et une lentille plan-asphérique de l'Institut d'Optique, $f/1$, $\varnothing = 50$ mm, tous deux diaphragmés à $\varnothing = 23$ mm. $\lambda = 1,06 \mu$ (II).

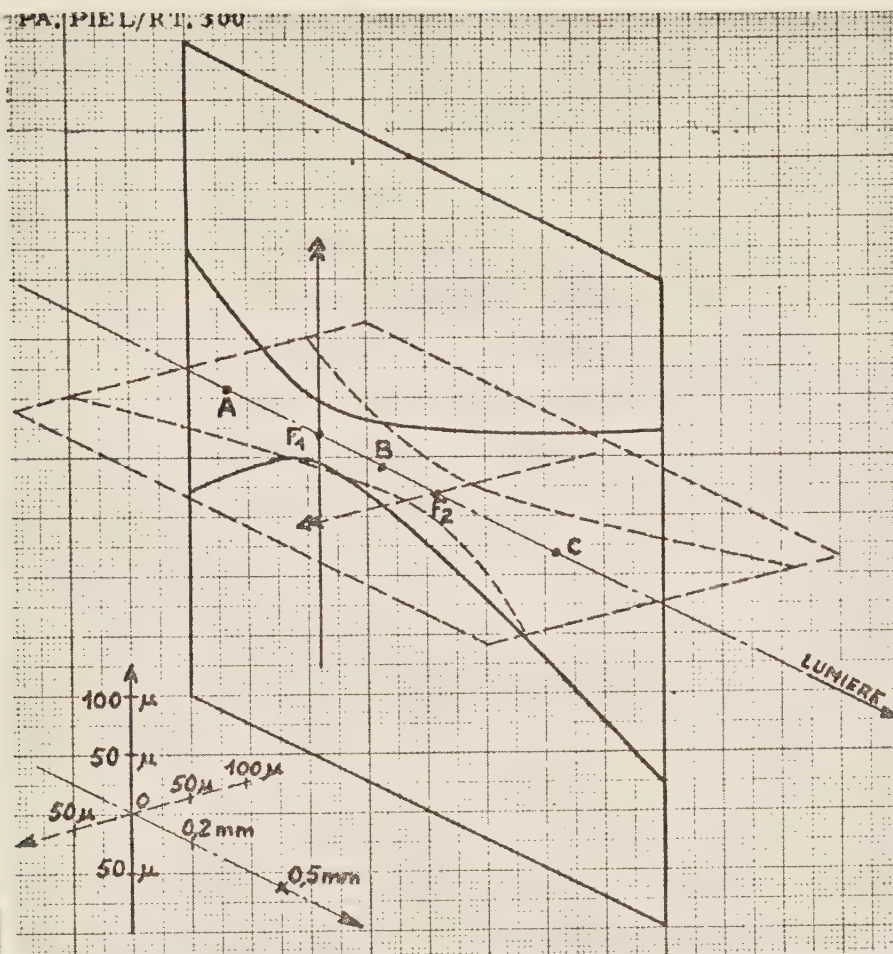
FOCALISATION D'UN FAISCEAU
LASER

Verticalement :
1 cm = 0,109 d
 $\gamma \approx 1$

Densitométrie du meilleur foyer - objectif C.G.E. f/2
f = 60 mm - Laser + KDP doubleur de fréquence. Plan P.



Isodensitométrie de ce meilleur foyer. Intervalle entre



A

 F_1 

B

 F_2 

C

figure d - lentille plan-asphérique de l'Institut d'Optique de Paris. Ouverture $f/1$, $\varnothing$ 50 mm diaphragmé à $\varnothing$ 23 mm. $\lambda = 1.06 \mu$

et qui serait située à une distance finie derrière le miroir de sortie.

Un tel résultat est très frappant. Si l'on peut s'attendre à ce que l'oscillateur ne soit pas monomode transverse, et donc à ce que l'image à l'infini soit la source de celle des modes, les figures obtenues devraient être de révolution, ce qui n'est pas le cas.

On est loin des conditions de limitation dues à la diffraction ce qui conduit à un grand gaspillage de puissance pour obtenir l'éclairement désiré (si le laser était monomode, dans le cas de l'exemple II, on aurait un foyer de $6\ \mu$ de diamètre au lieu de $60\ \mu$, on pourrait donc avoir le même éclairement avec 100 fois moins de puissance).

Il va donc falloir étudier ce faisceau de manière plus fine et en s'affranchissant des conditions de focalisation, c'est-à-dire tracer la surface d'onde.

CHAPITRE III

SURFACE D'ONDE

Pour étudier une surface d'onde, on dispose de plusieurs procédés : méthode holographique ou interférentielle, méthode de FOUCAULT ou de HARTMANN. Nous avons choisi cette dernière solution en raison de sa simplicité de mise en oeuvre et parce que la méthode de FOUCAULT n'est applicable qu'au foyer d'un objectif où la puissance du laser est telle qu'elle conduit généralement au claquage.

La méthode de HARTMANN permet de tracer le trajet de la lumière après un objectif en isolant certains rayons privilégiés au moyen d'une grille. Il est alors possible d'en déduire l'aberration latérale puis de remonter à la surface d'onde à la sortie de l'objectif.

Principe de la méthode

Une telle méthode a été déjà utilisée beaucoup plus directement /7/ pour étudier la surface d'onde d'un laser, en plaçant la grille au voisinage de la pupille de sortie du laser; les impacts des rayons à une certaine distance donnent le faisceau des pinceaux isolés par la grille. La surface d'onde est l'enveloppe des normales des rayons sélectionnés.

La précision de l'expérience est limitée par l'image des impacts, car les rayons voisins interfèrent entre eux. Il y a alors un compromis à réaliser entre l'espacement des trous de la grille et la distance grille-plaque, pour que les rayons soient suffisamment séparés l'un de l'autre.

Nos laboratoires n'étant pas assez grands pour effectuer cette expérience avec précision, nous avons placé la grille - un écran percé de trous de $\phi \approx 0,50$ mm tous les 1,50 mm - juste en retrait

.../...

de l'objectif utilisé habituellement pour la focalisation, ce qui nous permet, en étudiant les images de diffraction sur une plaque photographique placée en arrière du foyer, de satisfaire à toutes les conditions de précision (fig. e).

On peut alors reporter sur un graphique à grande échelle les rayons lumineux, et obtenir sur le papier une représentation de la focalisation du laser.

Il est aussi possible de remonter à la surface d'onde par un calcul numérique.

Calcul de l'aberration latérale.

En plaçant derrière l'objectif, le plus près possible de la pupille de sortie, un écran percé de deux rangées perpendiculaires de trous, nous isolons donc certains pinceaux qui vont être focalisés puis diverger après le foyer. L'enregistrement de l'impact de ces rayons sur une plaque photographique située derrière le foyer va nous permettre de calculer leur trajet, et donc le point où ils frappent n'importe quel plan perpendiculaire à l'axe optique, notamment le plan focal (fig. e).

L'aberration latérale est donnée par la distance :

$$\delta y = A' A'_2$$

définie sur la figure e, où A' est le foyer paraxial.

En appelant dy'_1 et dy'_2 les distances correspondantes sur l'écran et la plaque photographique, x'_1 et x'_2 les abscisses de ces points par rapport au foyer paraxial, on a facilement δy en fonction de dy'_1 , dy'_2 , x'_1 et x'_2 :

$$\delta y = \frac{dy'_1 x'_2 - dy'_2 x'_1}{x'_1 + x'_2}$$

Surface d'onde

Si Δ est l'écart aberrant à une sphère de référence, l'aberration latérale est reliée à Δ par une expression simplifiée des formules de NIJBOER /8/ :

$$y = \frac{1}{\cos \alpha'} \frac{d\Delta}{d\alpha'}$$

où α' est l'angle d'ouverture du rayon .

On remarquera que le rayon de la sphère de référence n'intervient pas, ce qui est normal puisque l'écart aberrant se conserve le long d'un rayon.

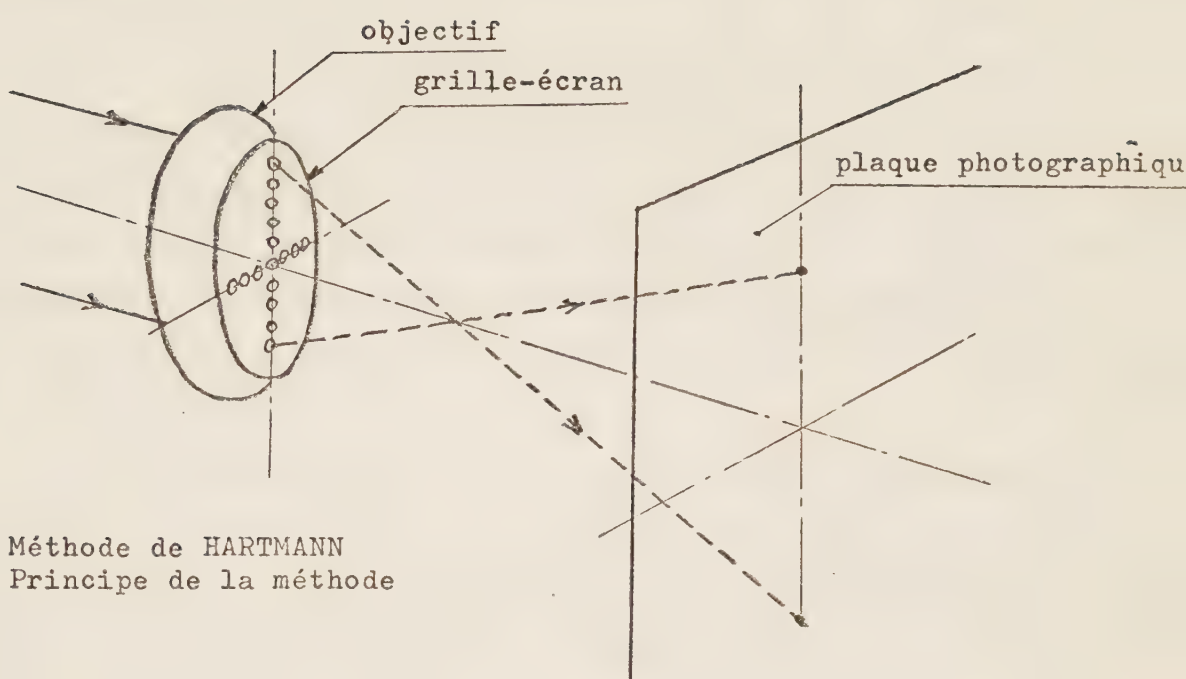
Ces formules permettent, connaissant l'équation de la surface d'onde, de calculer l'aberration latérale, ou inversement, si l'on a pu mesurer expérimentalement cette aberration latérale, de remonter à la surface d'onde.

Il suffit pour cela d'intégrer la fonction représentant l'aberration latérale en fonction de l'angle d'ouverture, ce qui se fait graphiquement.

$$\Delta = \int_0^{\alpha'} \delta y \cdot \cos \alpha' \cdot d\alpha'$$

Cependant, pour que cette intégration ait un sens, il faut que l'aberration latérale soit nulle pour les rayons paraxiaux, ce qui revient à prendre comme origine le foyer paraxial (que l'on déterminera par interpolation, car la plupart des objectifs utilisés sur les lasers de grande puissance sont évidés en leur centre).

.../...



Méthode de HARTMANN
Principe de la méthode

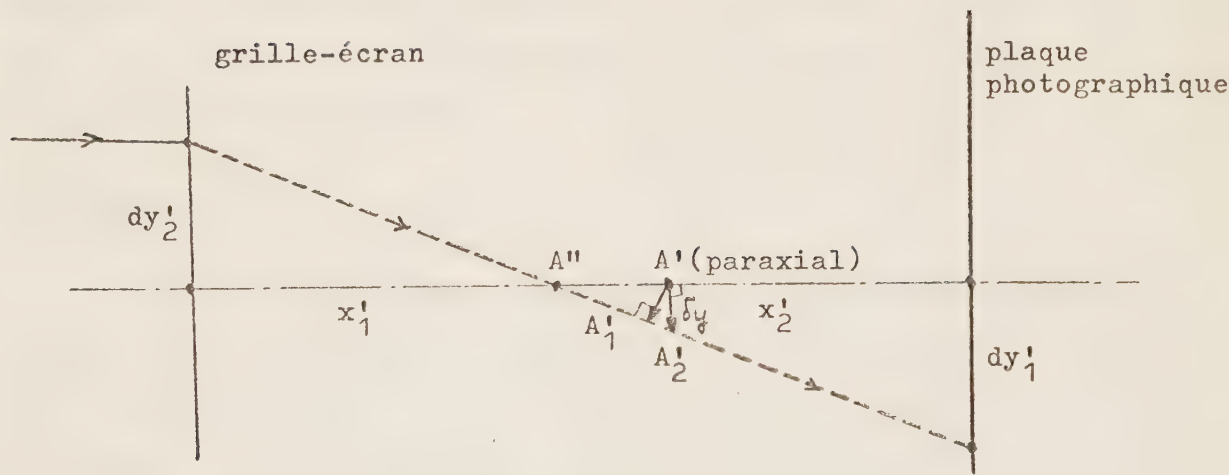


figure e : méthode de HARTMANN.

Résultats

Pour respecter cette dernière condition, nous devons choisir deux foyers différents selon qu'il s'agit des rayons méridiens ou extraméridiens, puis, ayant tracé les surfaces d'onde dans ces deux plans, leur soustraire la meilleure correctrice : la surface d'onde étant définie "à une sphère près", la meilleure correctrice est l'arc de cercle qui sera le plus voisin possible de la courbe (voir figure s ch. VI).

Nous trouvons alors des surfaces d'onde qui présentent une dizaine de longueurs d'onde d'aberration. Nous avons joint comme exemple la surface d'onde du laser VE 230 (fig. f et g), focalisé par un objectif plan-asphérique de l'Institut d'Optique /9/, et par un objectif C.G.E. dépourvu d'aberration.

Il faut encore noter que cette surface d'onde est stable d'un coup à l'autre, c'est-à-dire quelle que soit la température de fonctionnement des barreaux, mais varie à chaque réglage nouveau du laser. Les vecteurs observés sont généralement de l'ordre d'une dizaine de longueur d'onde d'aberration.

Conclusion

La méthode de HARTMANN nous permet de connaître la forme de la surface d'onde moyennée au cours d'une impulsion laser. Cette surface d'onde est stable d'une impulsion à la suivante et varie si le réglage de l'oscillateur laser change. Nous avons ainsi une vérification des conclusions du chapitre précédent et du diamètre de l'image laser au foyer d'un objectif. De plus la connaissance de cette surface d'onde permet de corriger les aberrations du laser à l'aide d'une correctrice, comme cela se fait pour les objectifs en astronomie, afin d'obtenir une meilleure focalisation et un éclairement crête plus grand /9/.

.../...

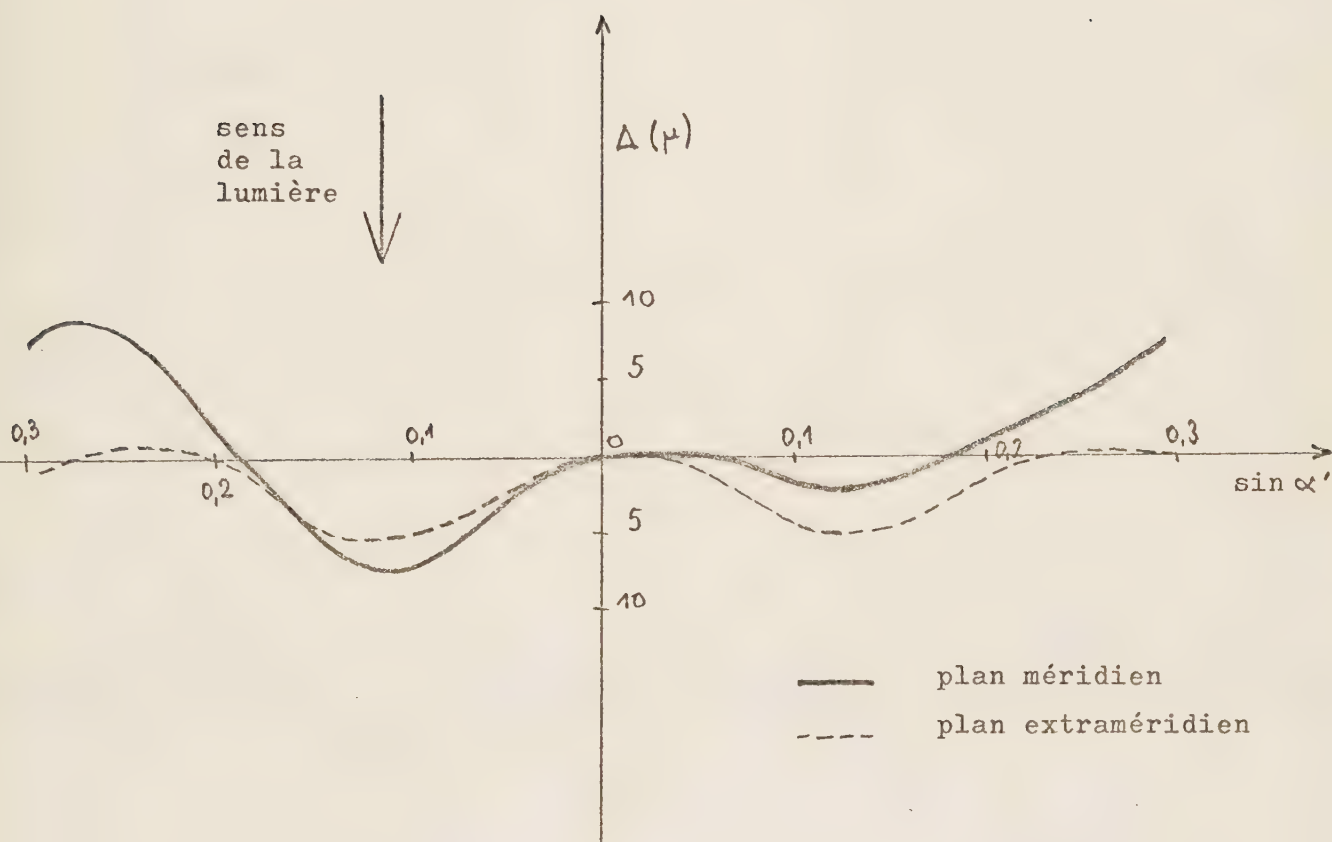


figure f - Surface d'onde du laser VD 320 après une lentille plan-asphérique de l'Institut d'Optique diaphragmée à $\varnothing = 23$ mm.

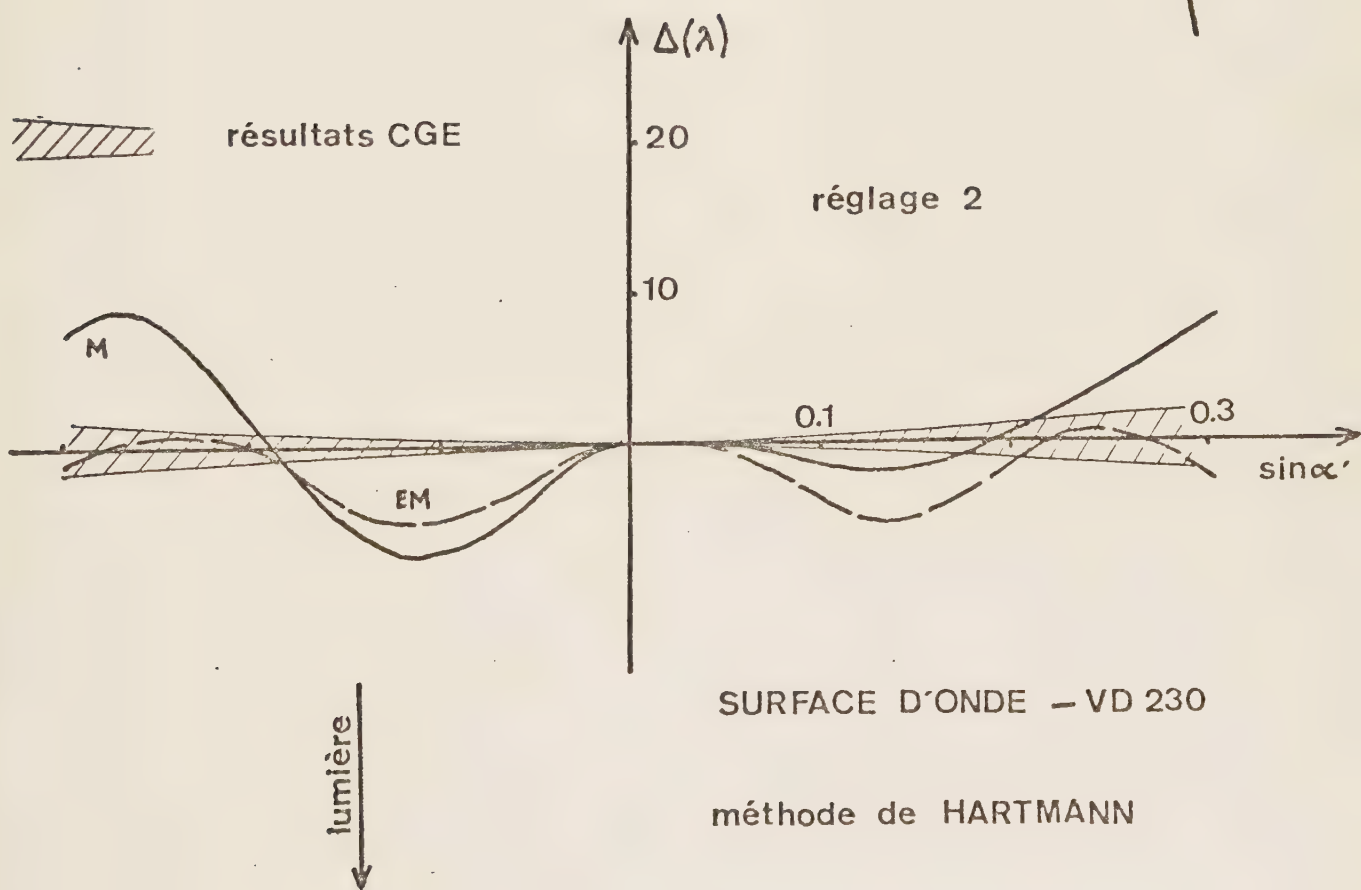
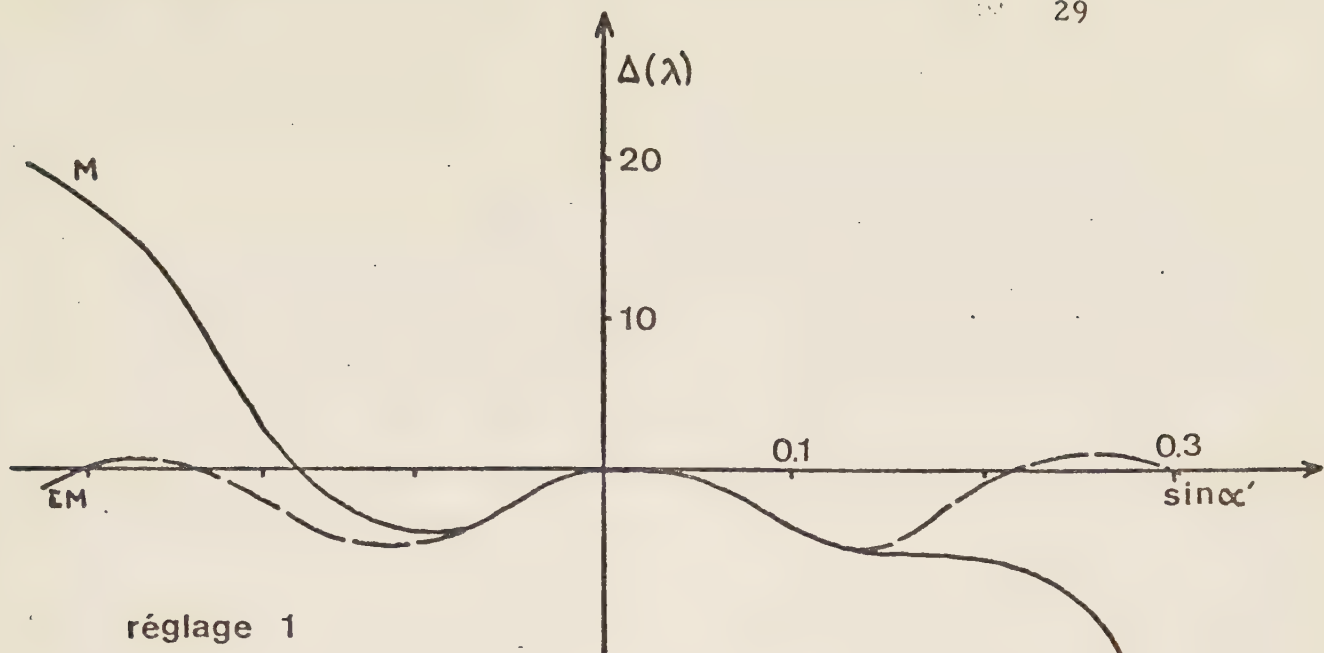


figure g -

Cependant, ces renseignements sont obtenus à partir d'une quinzaine de points répartis sur un axe, et la précision qui est limitée d'une part par la validité des formules de NIJBOER qui sont déduits de la théorie scalaire de la diffraction, d'une part par la précision des pointés, peut être estimée à deux longueurs d'onde seulement.

CHAPITRE IV.

ETUDE SPECTRALE DU LASER.

Dans les deux chapitres précédents, nous avons étudié les caractéristiques géométriques de l'onde laser et sa focalisation. Cette étude ne sera complète que si en tout point (M) de l'espace, nous connaissons les caractéristiques du vecteur d'onde:

$$\vec{k}(M) = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}(M)$$

où $\vec{u}(M)$ est le vecteur unitaire porté par le rayon lumineux normal à la surface d'onde en M.

De plus, s'il est important de connaître avec précision la valeur de λ qui fixe l'énergie du photon, il est aussi important de connaître la largeur de raie $\Delta\lambda$ qui va déterminer le degré de cohérence partielle de la lumière.

Nous avons fait deux types de mesures, à l'aide d'un interféromètre de FABRY-PEROT, puis d'un spectrographe à réseau que nous avons construit dans ce but.

Spectroscopie FABRY-PEROT

Le FABRY-PEROT présente l'avantage d'une grande luminosité, ce qui est précieux, compte tenu de la faible sensibilité des émulsions photographiques. Son épaisseur e est limitée par la longueur l des trains d'onde émis par le laser et l'on doit respecter la condition :

$$\lambda > \lambda_c$$

pour qu'il y ait des interférences. Cela revient à dire que la largeur spectrale du laser doit être inférieure à l'intervalle spectral libre du FABRY-PEROT.

Or, une expérience du type franges de YOUNG /11/ a permis de dire que λ était toujours inférieure à 500 microns.

Compte tenu de ce résultat et sur le conseil de M. le Professeur ARNULF, nous avons utilisé comme cales d'épaisseur entre les étalons du fil calibré pour composants électroniques de 80μ de diamètre, ce qui nous donne un intervalle spectral libre de 70 Å.

Nous disposons pour cette expérience d'étalons M.T.O polis à $\lambda/8$, dont le coefficient de réflexion à 1.06μ est $R = 0.99$, et qui supportent un éclairement maximum de quelques dizaines de mégawatts par centimètre carré.

Cette vulnérabilité au flux lumineux des couches diélectriques nous a empêchés de photographier les anneaux par simple exposition, et nous avons du prendre les photos à l'aide d'une caméra électronique STL T.R.W à tube transformateur d'images.

La résolution de l'ensemble, en diaphragmant fortement l'interféromètre pour obtenir une meilleure finesse, était de $3,5 \text{ Å}$, et nous a permis de conclure que la largeur de raie était comprise entre 10 et 20 Å , pour une puissance de sortie d'environ 500 MW (fig. h).

Cette expérience a eu d'une part l'intérêt de nous fixer en 1968 un ordre de grandeur de la largeur spectrale, alors que les chiffres avancés par les divers laboratoires étaient contradictoire, d'autre part nous a permis de vérifier que la longueur d'onde était stable (à 3 Å près) au cours de l'impulsion. Ce résultat a été obtenu en filmant les anneaux avec la caméra travaillant en caméra à fente, au cours de l'impulsion (cf. annexe 2).

.../...



Photographie d'anneaux de FABRY-PEROT prise grâce à un transformateur d'image.

distance entre étalons	$e = 80 \mu$
longueur d'onde	$\lambda = 1.06 \mu$
pouvoir réflecteur	$R = 0,99$
intervalle spectral libre	$70 \overset{\circ}{\text{\AA}}$
résolution	$3,5 \overset{\circ}{\text{\AA}}$
largeur de raie mesurée	$\Delta\lambda = 15 \overset{+}{-} 5 \overset{\circ}{\text{\AA}}$



Dans cette expérience, la lame de sortie du laser était constituée d'un empilage de deux lames de verre séparées par une lame d'air.

Nous disposons maintenant de miroirs diélectriques pour lasers qui résistent à des éclairagements de plusieurs gigawatts par centimètre carré, et cette expérience pourrait être refaite avec une précision beaucoup plus grande. Mais leur apparition sur le marché français est relativement récente, et entre temps, nous avons construit un spectrographe à réseau pour préciser ces résultats.

Spectrographe à réseau.

Ce spectrographe a été conçu pour étudier un intervalle spectral d'une centaine d'Å, ce qui permet d'utiliser une optique de type classique. Le réseau JOBIN-YVON a un tracé de 610 traits par millimètre, ce qui donne une résolution théorique :

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = 65\,000$$

dans le premier ordre. La dispersion est de $5,9 \text{ Å/mm}$ dans les conditions d'emploi, c'est-à-dire dans le second ordre; l'optique de la chambre, un objectif de type CLAIRAUT, a une focale de 1 m, ce qui permet d'obtenir la résolution maximale de $0,16 \text{ Å}$ sur des plaques photographiques courantes. En utilisant une fente d'entrée au plus égale à 50 Å , nous pouvons résoudre $0,6 \text{ Å}$ en remplaçant la plaque photographique par la photocathode d'un transformateur d'image C.S.F. travaillant dans les meilleures conditions d'éclairement.

En effet, là encore, la sensibilité des émulsions photographiques est suffisante pour obtenir, par simple exposition, un négatif d'un spectre de laser déclenché, et nous devons passer par l'in-

.../...



termédiaire d'un transformateur d'images, dont la photocathode sépare 10 lignes par mm et que l'on photographiera.

Les figures i et j montrent respectivement le schéma général de l'expérience, et la courbe de la densité du film KODAK Recording X de 800 ASA en fonction de l'éclairement. Cette courbe a été obtenue en effectuant des séries de tirs à travers des milieux de densité optique connue.

Les résultats rapportés sur la figure k sont relatifs à quatre tirs consécutifs du laser VD 320. Le spectre se compose de 4 pics, d'intensité différente, équidistants de 5 à 7 Å, et l'on remarquera que d'un tir au suivant les intensités relatives des pics varient sensiblement.

Cette modulation est probablement due à la composition du miroir de sortie du laser, une lame de verre à haut indice. En effet, nous avons photographié dans les mêmes conditions un spectre d'un laser au néodyme fermé par un miroir diélectrique et les résultats diffèrent sensiblement : la figure l donne le spectre du laser fonctionnant en relaxé, et la figure m le spectre du laser déclenché : les formes de spectre varient beaucoup d'un tir au suivant, et leur largeur est passée à 40 Å dans le cas déclenché à plus de 60 Å dans le cas relaxé.

L'étude de la valeur absolue de λ est difficile à effectuer à 1,06 μ par manque de raies étalon dans cette région, mais elle est aisée à l'harmonique 2, car avec de la lumière verte, on dispose de raies étalon dans cette partie du spectre. On trouve ainsi que la raie laser est centrée sur :

$$\lambda_l = 10.586 \text{ Å}$$

.../...

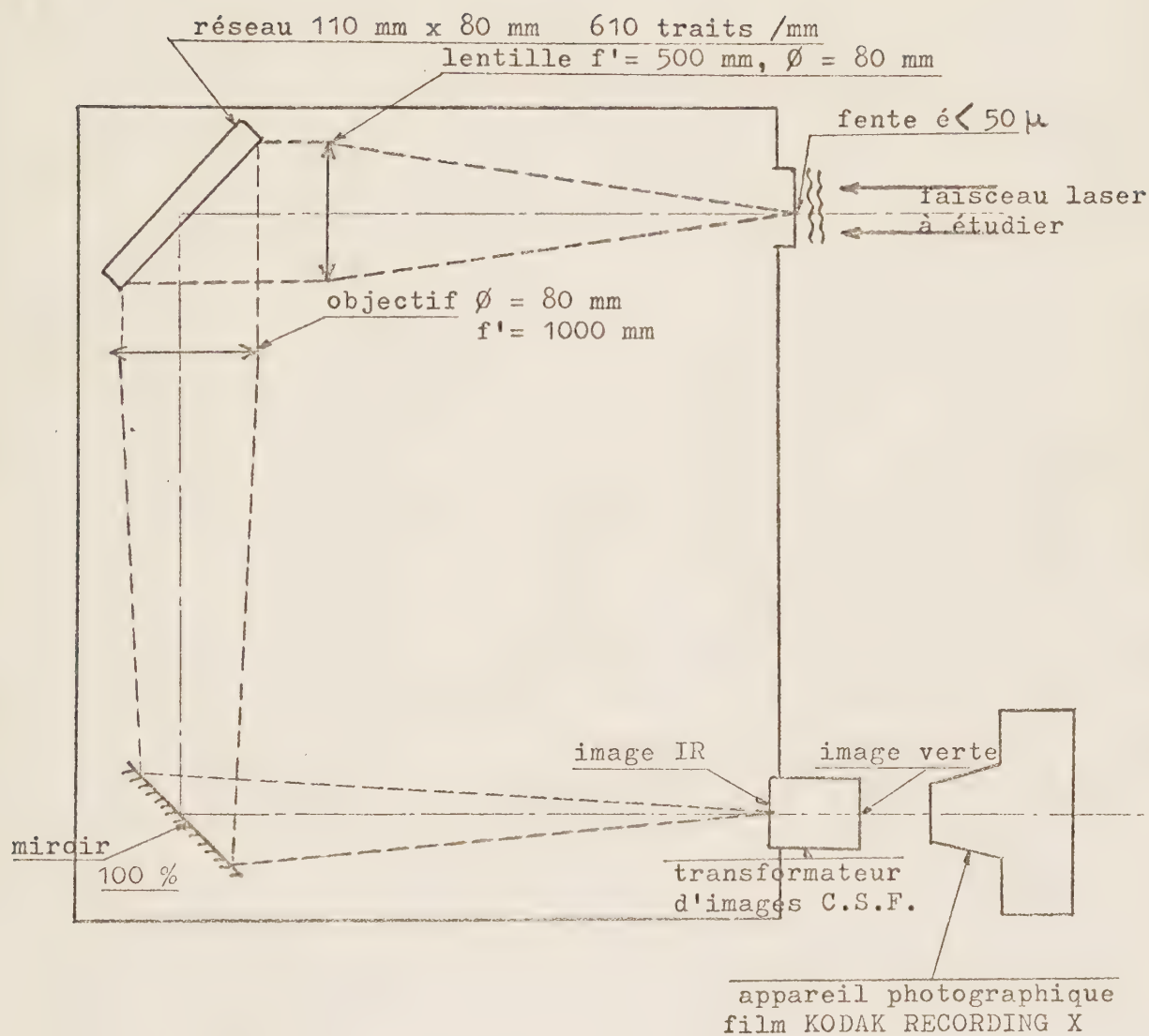


figure 1

schéma de principe de notre spectrographe à réseau.

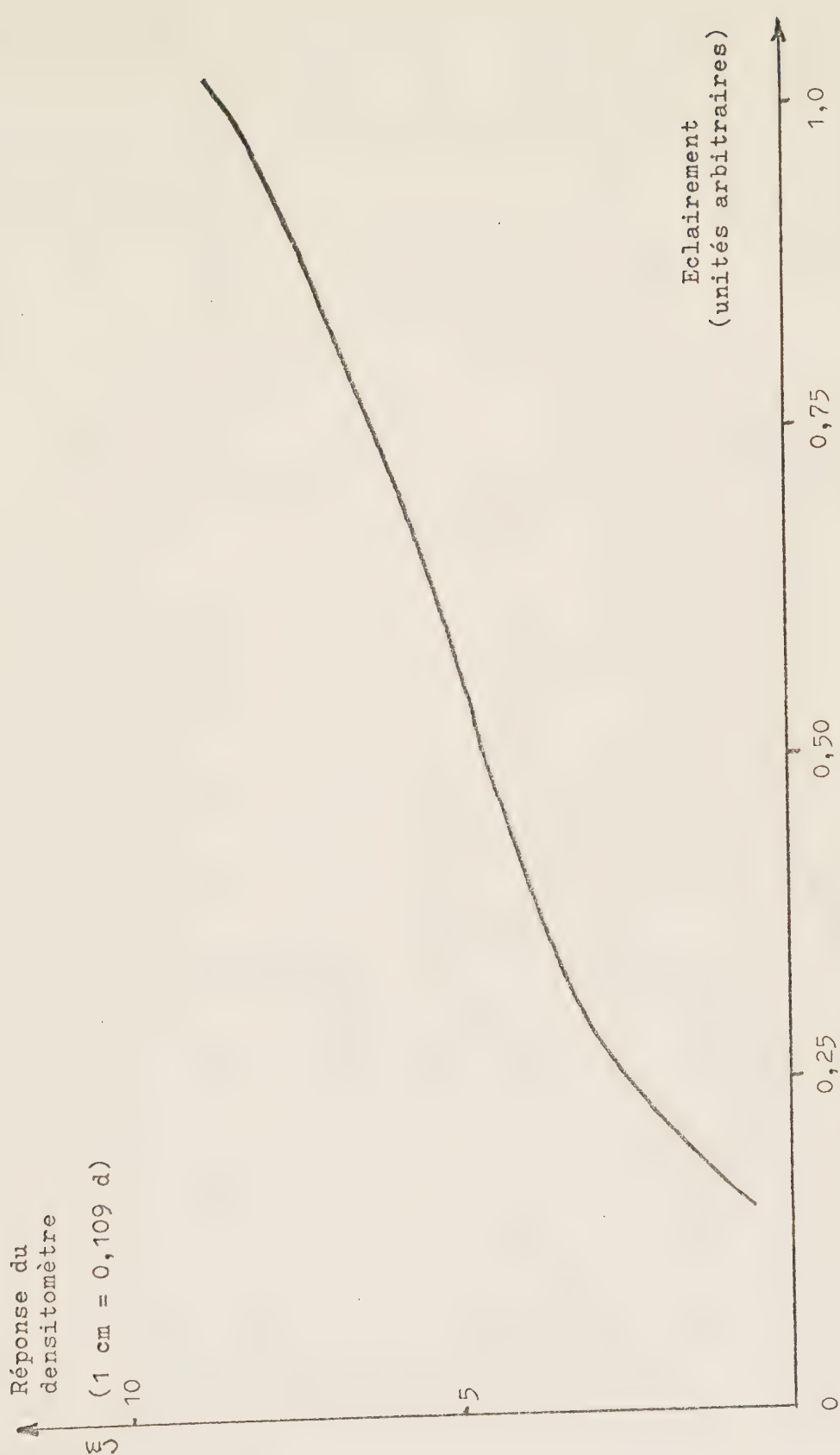


figure j - Réponse du densitomètre JOYCE en fonction de l'éclairement dans le plan image du spectroscope. L'éclairement varie, donc le noircissement du film KODAK, et c'est la densité de ce film qui est en ordonnée.

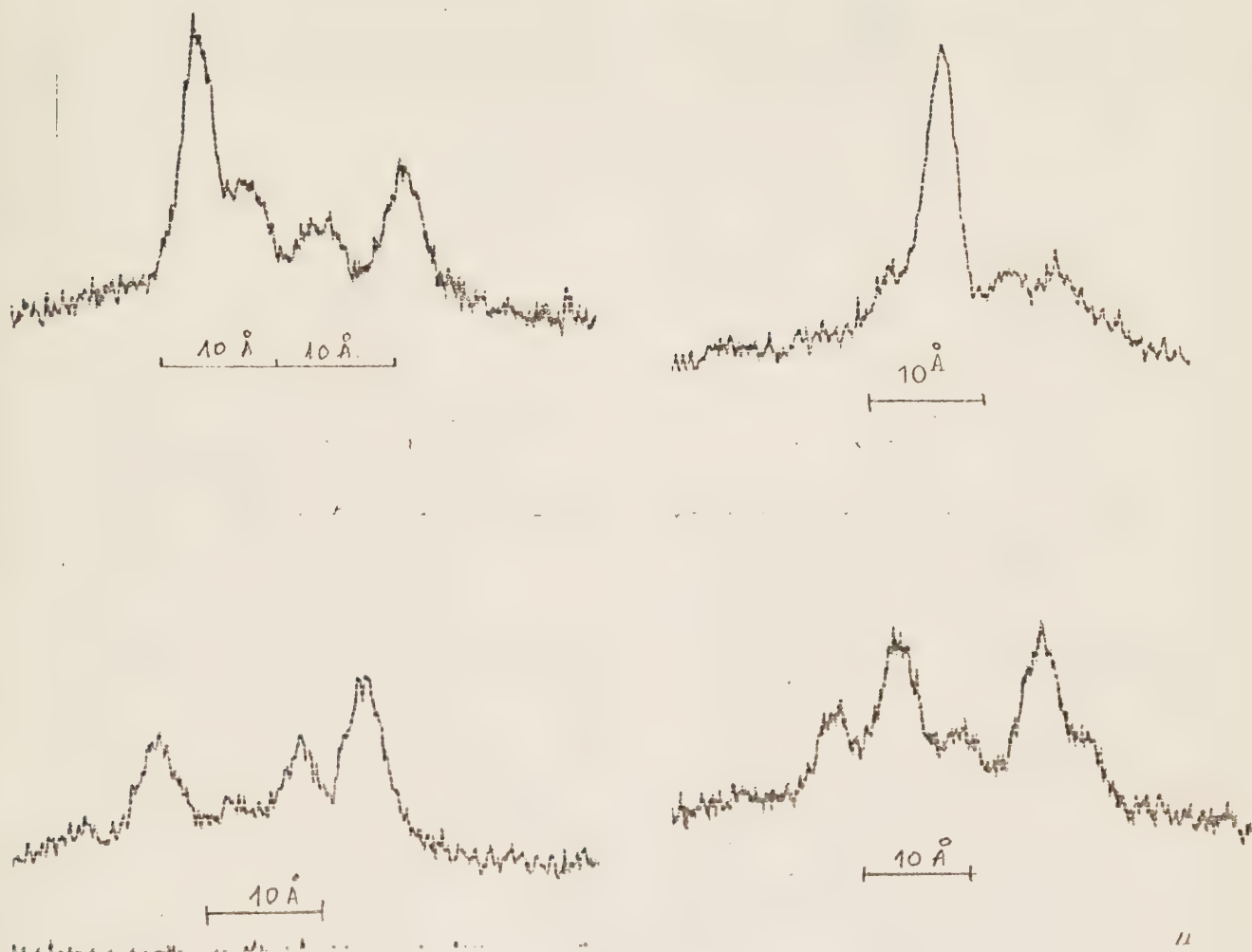


figure k - spectres du laser VD 320.

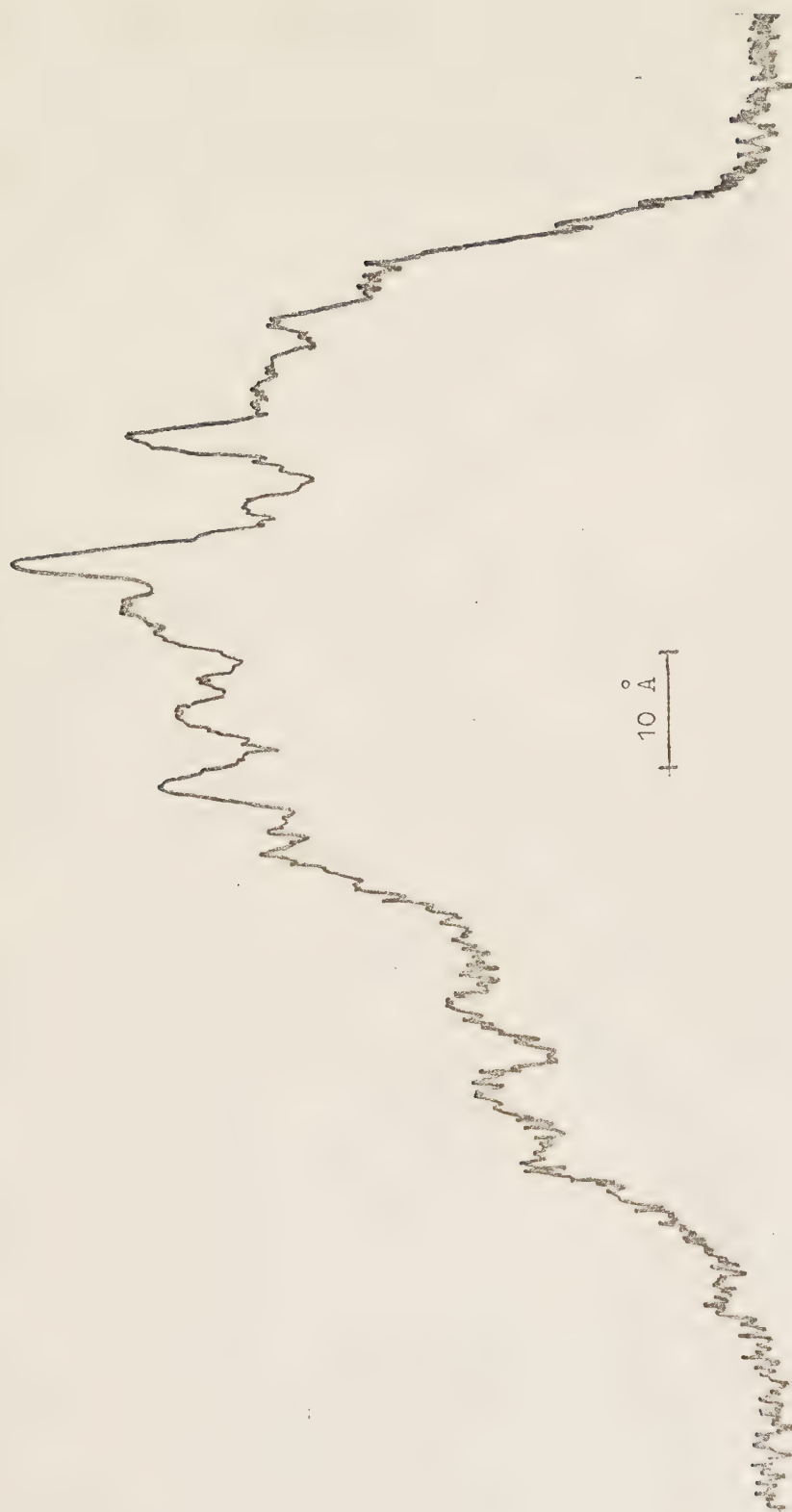


figure 1 - spectre d'un laser relaxé fermé par une lame
semiréfléchissante à couches diélectriques.



figure m - spectre d'un laser déclenché fermé par une lame
semiréfléchissante à couches diélectriques.

Conclusion

Cette étude nous apprend donc que non seulement, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le faisceau laser est loin d'être limité par la diffraction, mais encore que son spectre est très large, donc sa cohérence très limitée.

Nous remarquons l'importance de la sélection de modes introduite par la lame de sortie de l'oscillateur et qui se comporte comme un FABRY-PEROT. En changeant un empilage par une lame simple on passe d'une raie principale à plusieurs raies, et lorsqu'on ferme la cavité par un miroir semiréfléchissant, on supprime alors tout effet de filtrage, on obtient alors une largeur de raie de 40 Å à mi-hauteur.

Nous avons noté également le manque de reproductibilité du spectre, d'une impulsion à la suivante, et ce résultat pose une grave question. Compte tenu de ces variations, a-t-on le droit d'étudier le volume d'interaction laser-matière plan par plan, c'est-à-dire impulsion après impulsion ? La réponse à cette question est donnée au chapitre suivant .

CHAPITRE V.

VOLUME FOCAL ET SECTION EFFICACE

D'IONISATION MULTIPHOTONIQUE

Nous avons vu comment étudier l'énergie reçue dans un plan au cours de l'impulsion laser, et, afin de généraliser la mesure à un empilement de plans, pour passer à une étude en volume, nous avons vérifié que la surface d'onde était stable d'une impulsion à l'autre, mais que la répartition spectrale de la lumière variait, et que donc l'éclairement n'était pas rigoureusement semblable d'un tir au suivant.

Cependant, les variations de longueur d'onde correspondent à une variation de quelques pour cent sur l'énergie du photon, ce qui est très en dessous des incertitudes de mesure : deux densitométries de plaques photographiques représentant l'énergie dans un plan donné à des instants différents sont superposables.

Nous avons donc estimé que la généralisation de la mesure du plan à l'espace pouvait être faite, et que la valeur du volume d'interaction qu'on en déduirait aurait un sens. Nous verrons d'ailleurs que cette valeur a reçu une confirmation expérimentale.

Généralités

La section efficace d'ionisation multiphotonique est reliée au nombre d'ions créés par unité de temps dans un volume élémentaire dV par la relation suivante :

$$dN_i = n_0 \sigma E dV dt$$

.../...

où n_0 est la densité des neutres (cm^{-3})
 σ est la section efficace (cm^2)
 E est l'éclairement dans le volume dV ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
 dV est le volume élémentaire
 dt la durée du phénomène

Le nombre total d'ions créés au cours d'une impulsion pour un processus d'ordre k est donc :

$$N_i = n_0 A \iiint E^k dV dt$$

si on pose $\sigma = A E^{k-1}$ (A est en $\text{cm}^{2k} \text{ s}^{k-1}$)

Le calcul de σ (ou de A) suppose donc la mesure de N_i , n_0 , k et de l'intégrale.

$$\iiint E^k (x, y, z, t) dx dy dz dt$$

La mesure de la pression dans l'enceinte donne n_0 .
Les mesures de N_i et k ont été décrites /3/ /4/. Nous nous attacherons ici à la mesure de :

$$\iiint E^k (x, y, z, t) dx dy dz dt$$

Détermination de la fonction $E (x, y, z, t)$

La fonction représentant l'éclairement dans le temps et selon le point considéré est très complexe.

.../...

Nous savons que dans certaines conditions /2/ /3/, nous pouvons écrire :

$$E(x, y, z, t) = E_{\gamma} F(x, y, z) G(t)$$

a) $F(x, y, z)$ est la fonction donnant, en valeur relative, l'éclairement du point (x, y, z) , et normalisée à 1 pour $x = y = z = 0$.

b) $G(t)$ est la fonction représentant la distribution temporelle de l'éclairement, supposée indépendante du point considéré.

c) E_{γ} est un facteur de normalisation ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) défini par :

$$E_{\gamma} = \frac{N_{\gamma}}{\iint_{-\infty}^{+\infty} F(x, y, 0) dx dy \int_0^{\infty} G(t) dt}$$

N_{γ} est le nombre total de photons ayant traversé la surface,

$$S(0) = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(x, y, 0) dx dy$$

pendant la durée de l'impulsion. Soit :

$$\tau = \int_0^{\infty} G(t) dt$$

.../...

Mesure de E_γ

E_γ est calculé par la formule

$$E_\gamma = \frac{N_\gamma}{S(0) \tau}$$

Il faut donc mesurer N_γ , $S(0)$ et τ pour connaître E_γ .

On peut écrire que :

$$N_\gamma = \frac{\mathcal{E}}{h \nu}$$

où $\mathcal{E}$ est l'énergie totale contenue dans une impulsion et mesurée au calorimètre, et ν la fréquence du laser. La mesure de :

$$S_0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} F(x, y, 0) dx dy$$

a été décrite plus haut : on forme sur une plaque photographique une image très agrandie du meilleur foyer (ch. II). La densité de la plaque photographique représente bien $F(x, y, 0)$. Par isodensitométrie, on trace les lignes d'égal éclairement, et on normalise les courbes à 1 pour la plus forte densité obtenue. Nous définirons la surface S_0 par la section correspondant à l'ordonnée $1/2$.

La précision de cette mesure, et sa validité, dépendent surtout du degré d'homogénéité de l'éclaircement en $S(0)$. On l'estime en moyenne à 20%.

L'oscillogramme de l'impulsion vue par une cellule photo-électrique donne τ avec une résolution d'environ 3 nanosecondes. La précision est donc de 10%. (Fig. o).

.../...

Mesure de V_k

La méthode est une généralisation de celle que nous avons employée pour la mesure de $S(0)$ avec les différences suivantes :

- la carte de l'éclairement en valeur relative est tracée pour différents z au voisinage du foyer.

- les courbes de niveau étant normalisées à 1, on "élève" la carte à la puissance k (Fig. p).

- on évalue la surface comprise à l'intérieur de la courbe de niveau 0,5, ce qui donne la surface $S_k(z)$.

On peut alors tracer la courbe

$$\frac{S_k(0)}{S_k(z)}$$

en fonction de z (Fig. n) dont la largeur est Δz . On a alors le "volume focal" :

$$V_k = \iint F^k(x, y, z) \, dx dy \, dz = \int S_k(z) \, dz$$

soit encore :

$$V_k \simeq S_k(0) \cdot \Delta z$$

Mesure de τ_k

Il faut "élever" la courbe $G(t)$ à la puissance k (Fig. o); la largeur donne τ_k à mi-hauteur. D'où :

.../...

$$A = \frac{N_i}{n_0 E_Y^k V_k \tau_k}$$

et

$$\sigma = A E_Y^{k-1}$$

Quelques résultats numériques

Les figures n à p illustrent les étapes de la mesure de $S(0)$, V_k et τ_k obtenues avec un objectif de 60 mm de focale, ouvert à $f/2$ pour $\lambda = 5\,300 \text{ \AA}$.

Nous trouvons :

$$S(0) = (6 \pm 1) 10^{-5} \text{ cm}^2$$

puis pour $k = 5$

$$S_5(0) = (1,2 \pm 0,2) 10^{-5} \text{ cm}^2$$

$$\Delta z = (1,0 \pm 0,2) 10^{-2} \text{ cm}$$

d'où

$$V_5 = (1,2 \pm 0,5) 10^{-7} \text{ cm}^3$$

L'incertitude relative sur A est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{\Delta A}{A} = k \frac{\Delta E_Y}{E_Y}$$

.../...

où l'incertitude sur k est supposée négligeable.

Or l'incertitude sur E_{γ} est :

$$\frac{\Delta E_{\gamma}}{E_{\gamma}} = \frac{\Delta N_{\gamma}}{N_{\gamma}} + \frac{\Delta S(0)}{S(0)} + \frac{\Delta \tau}{\tau}$$

Pour $k = 5$, l'incertitude minimum sur A (ou σ) est d'un facteur $\simeq 3$,
Pour $k = 10$, elle est d'un facteur 5, et pour $k = 20$ d'un ordre de grandeur.

Conclusion

Cette étude qui nous a permis de chiffrer, moyennant différentes hypothèses, le volume d'interaction laser-matière et d'en déduire les sections efficaces d'ionisation multiphotonique de différents gaz rares, /4/ a reçu indirectement une confirmation expérimentale : en effet, la courbe représentant le logarithme du nombre d'ions créés en fonction du logarithme de la puissance du laser est une droite qui a pour pente le nombre de photons absorbés simultanément par les atomes ; or, à partir d'une certaine puissance, on observe une saturation accompagnée d'un brusque changement de la pente de la droite. On vérifie bien numériquement que ce point correspond à l'ionisation de tous les atomes contenus dans le volume d'interaction qui a été déduit des mesures optiques décrites précédemment /3/, /4/, /14/.

Ce résultat est très intéressant car, il confirme la validité des hypothèses que nous avons faites, il nous prouve que la méthode de mesure utilisée pour la détermination du volume focal est correcte. Remarquons que la réciproque est vraie, si, quelque soit le récepteur utilisé pour recueillir les ions, on trace en coordonnées log-log la courbe du nombre d'ions recueillis en fonction de la puissance

.../...

du laser, et que l'on observe un point anguleux correspondant à une ionisation totale du volume d'interaction, si encore ce volume a été mesuré optiquement, on peut en déduire le nombre d'ions créés en valeur absolue.

Cette méthode originale d'étalonnage a été utilisée au laboratoire pour connaître avec précision les caractéristiques d'un tube amplificateur d'électrons.

On reste frappé par le gaspillage de l'énergie qu'il faut mettre en jeu pour obtenir des forts éclairéments au foyer d'un objectif ouvert à $f/2$, nous avons un maximum de 8.10^{13} W/cm^2 pour une puissance crête du laser de 1 GW.

Il est clair que cette limitation est imposée par la divergence propre du laser comme nous l'avons montré dans ce travail. Si l'onde était limitée par la seule diffraction, nous obtiendrions un éclairément de l'ordre de $1,5.10^{16} \text{ W/cm}^2$. Cela revient à dire que l'on pourrait gagner deux ordres de grandeur de puissance par cm^2 en améliorant la qualité de l'onde laser, à même énergie du faisceau.

Or, cette onde prend forme dans un résonateur optique essentiellement déformé par le prisme tournant qui constitue l'un des miroirs. Il semble donc important d'étudier l'influence de ce prisme tournant sur la qualité de l'onde laser.

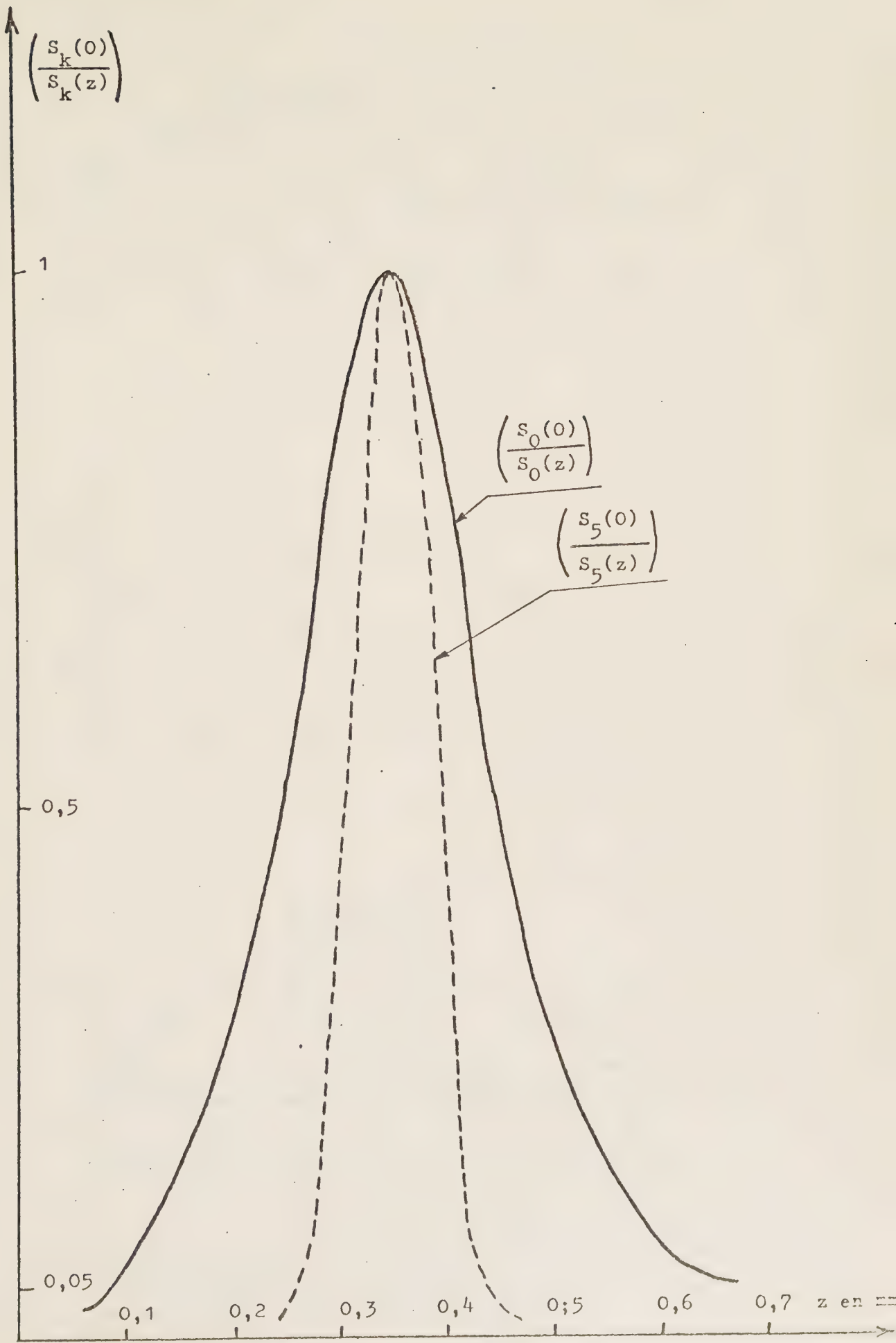


FIGURE n

Variation de $\left(\frac{S_k(0)}{S_k(z)} \right)$ le long de l'axe optique pour $k=0$ et $k=5$

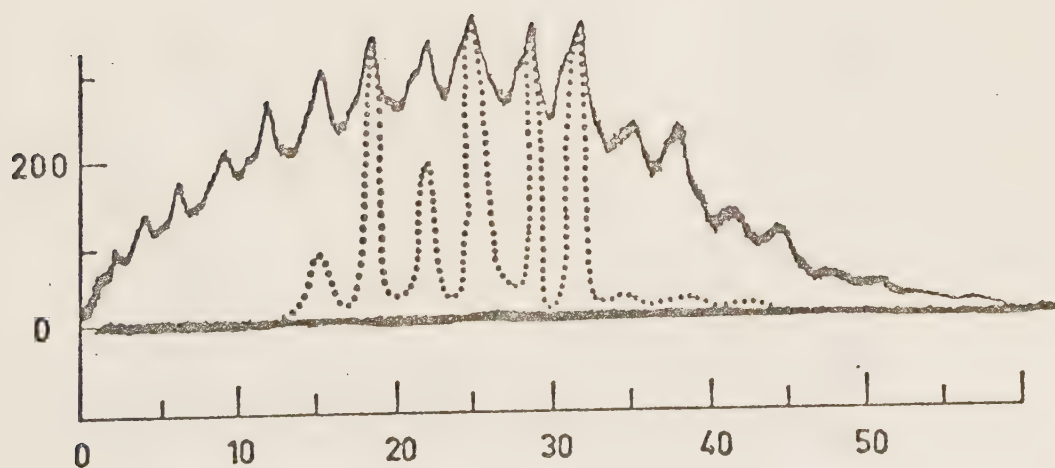
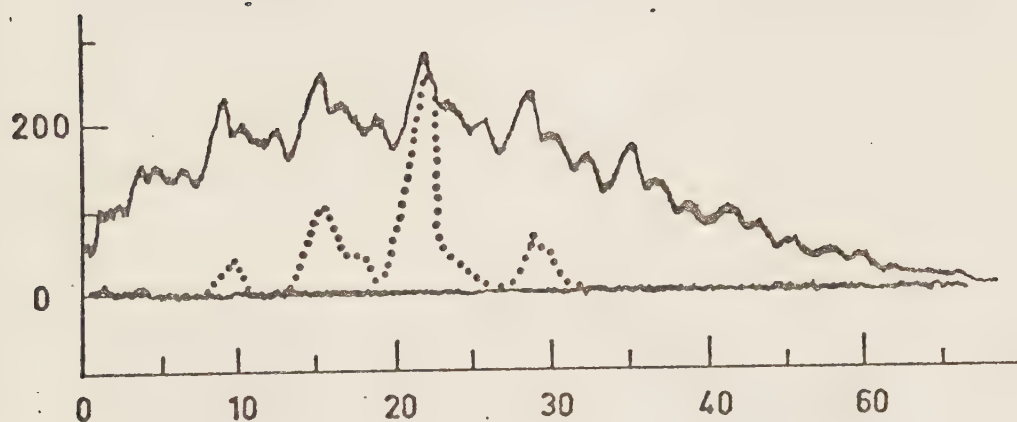
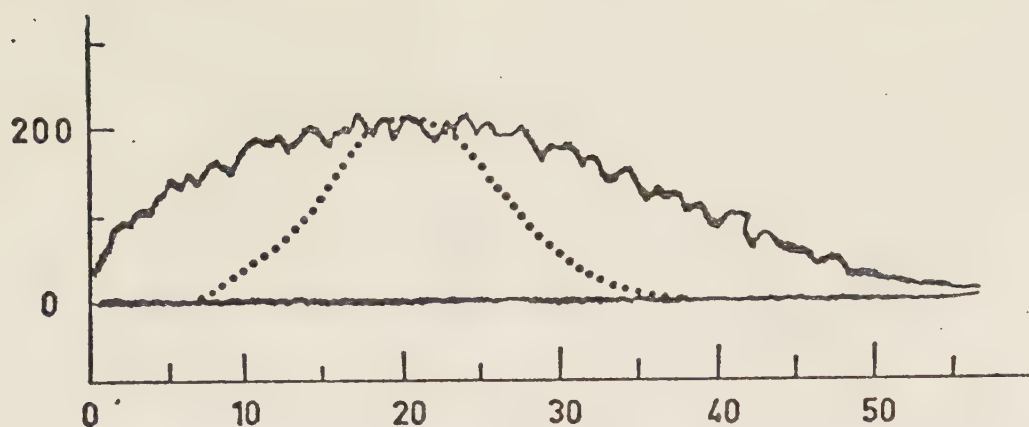


Figure 0 - La puissance du laser est en ordonnée avec des unités arbitraires, et le temps en nanosecondes en abscisse. La courbe $\tau_5(t)$ est indiquée en pointillés.

Variations de $\tau_k(t)$ pour $k=0$ et $k=5$



$z = +0,45 \text{ mm}$



figure p/1 - isodensitogrammes de plaques prises au voisinage du foyer. La lumière va dans le sens des z croissants.

Mesure de $S_K(z)$ par photographies successives pour différents z

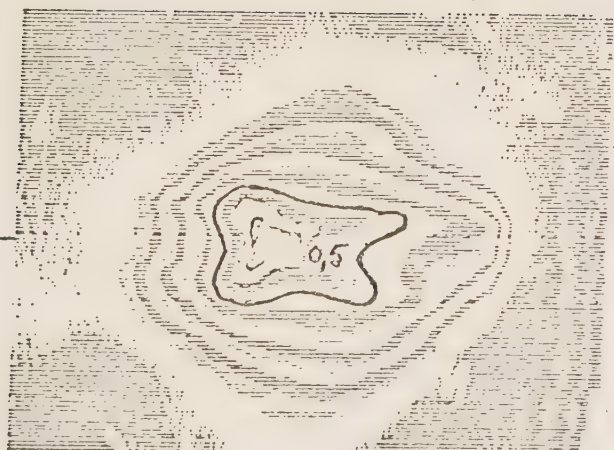
obténu par $z = 0$ à $z = 30 \text{ mm}$



$z = +0.25 \text{ mm}$

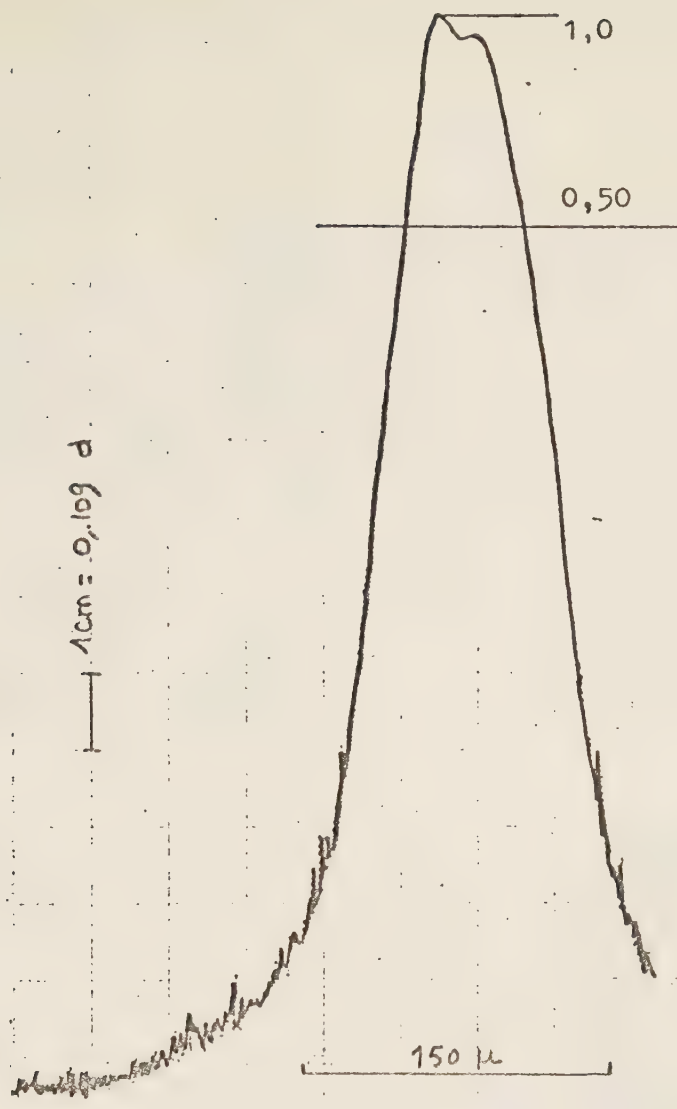


$z = +0.15 \text{ mm}$



$z = +0.05 \text{ mm}$

figure p/2



densitogramme de la plaque $z = 0,0$ mm

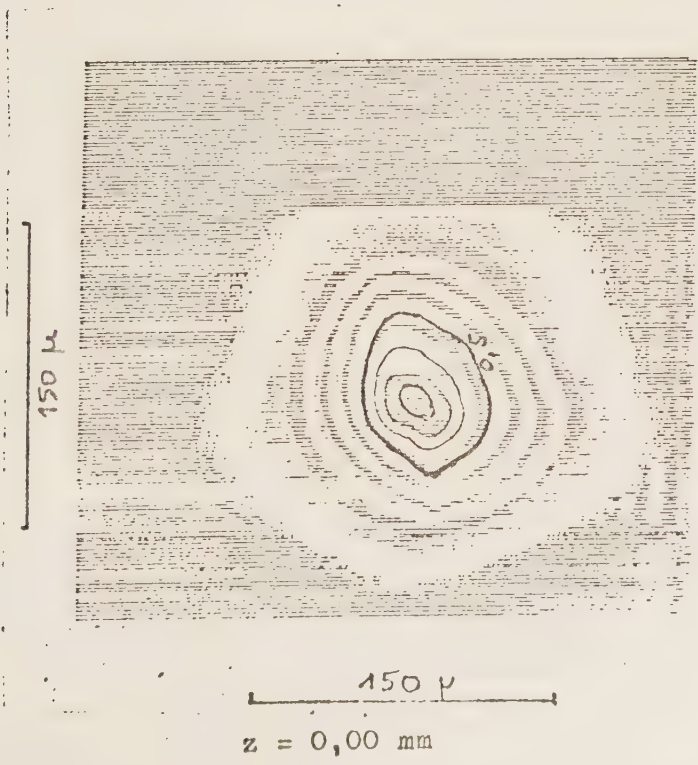
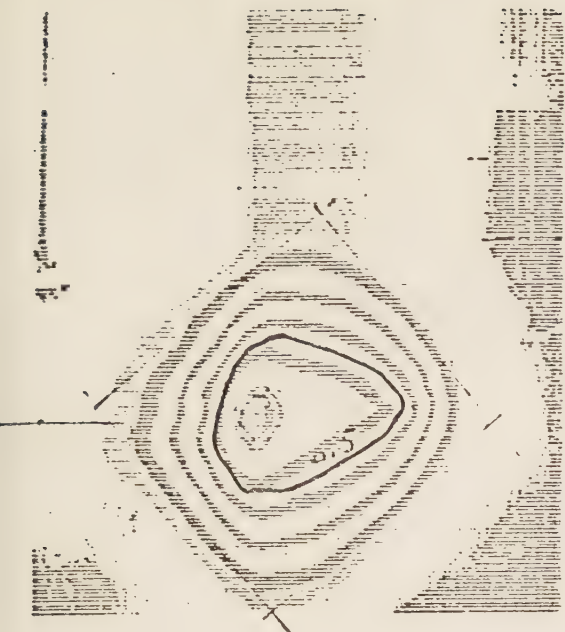
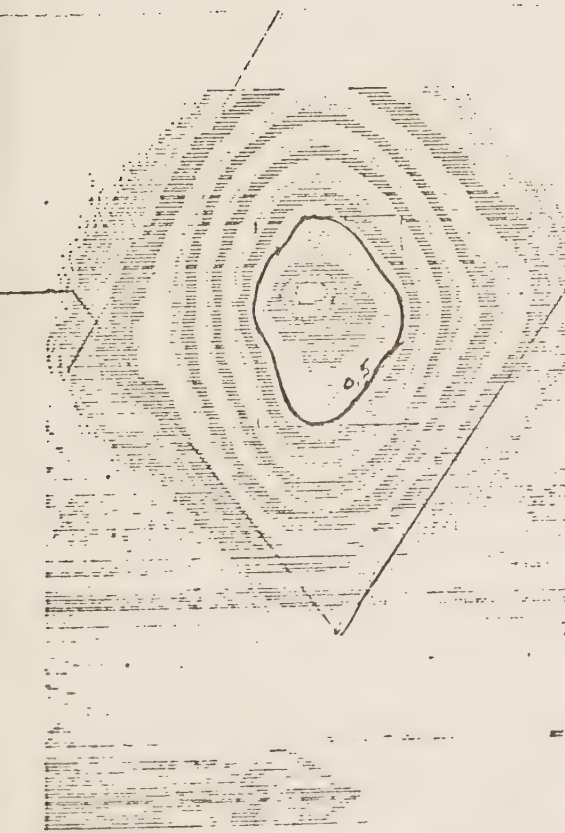


figure p/3 (meilleur foyer)



$z = -0,05 \text{ mm}$



$z = -0,25 \text{ mm}$



$z = -0,15 \text{ mm}$

figure p/4

CHAPITRE VI

DECLENCHEMENT PAR PRISME TOURNANT

Etude Théorique /15/

Nous avons vu que le laser était loin de répondre à ce que l'on attendait de lui, et que l'on peut penser que les déformations de la cavité au moment de l'impulsion en sont responsables. Dans les deux chapitres à venir, nous nous sommes attachés à étudier numériquement d'abord, puis expérimentalement l'influence du prisme tournant sur la surface d'onde.

En effet, si les perturbations apportées par les contraintes dans les barreaux de rubis et de verre, sont assez bien connues /16/, on s'est peu penché sur celles que cause la rotation du prisme tournant. FOX et LI, aux U.S.A., ont étudié l'influence d'un petit dérèglement d'un miroir au voisinage de la résonance de la cavité et en France, KOSTER et CHARTIER /5/ ont étendu ces calculs au cas d'un laser à rubis déclenché par prisme tournant. Ils ont montré expérimentalement que l'émission laser avait lieu avant la fermeture de la cavité, et, ils en ont déduit par le calcul que le faisceau laser ne devait pas être parallèle à l'axe géométrique du résonateur, et que l'angle entre les miroirs favorisait l'émission par filaments.

Notre but ici est de calculer les aberrations apportées à la surface d'onde d'un laser de puissance par le prisme tournant, et d'en étudier l'évolution au cours de l'impulsion laser.

.../...

Principe du calcul /16/

Nous avons repris les calculs de KOSTER et CHARTIER en introduisant trois modifications : le miroir n'est plus fixe mais tourne; le nombre de Fresnel de la cavité correspond à celui d'un petit "laser de puissance" ($N = 18$) que nous avons construit pour vérifier les calculs, enfin, la déformation de la cavité, correspondant à la réalité, est sensiblement plus importante (voir schéma page 56^{bis}).

La méthode développée par FOX et LI pour étudier l'évolution d'une onde dans un résonateur /17/ considère les miroirs comme autant de diaphragmes auxquels on applique la formulation scalaire du principe de HUYGHENS-FRESNEL (cf. Annexe 1). On peut ainsi, en partant d'une onde connue sur une ouverture donnée, calculer la répartition du champ électrique sur l'ouverture suivante; il est alors possible d'étudier numériquement le régime d'ondes stationnaires qui va s'établir dans le résonateur, en utilisant un schéma de calcul assez simple. On voit enfin qu'un résonateur optique est défini par son nombre de Fresnel :

$$N = a^2 / b\lambda$$

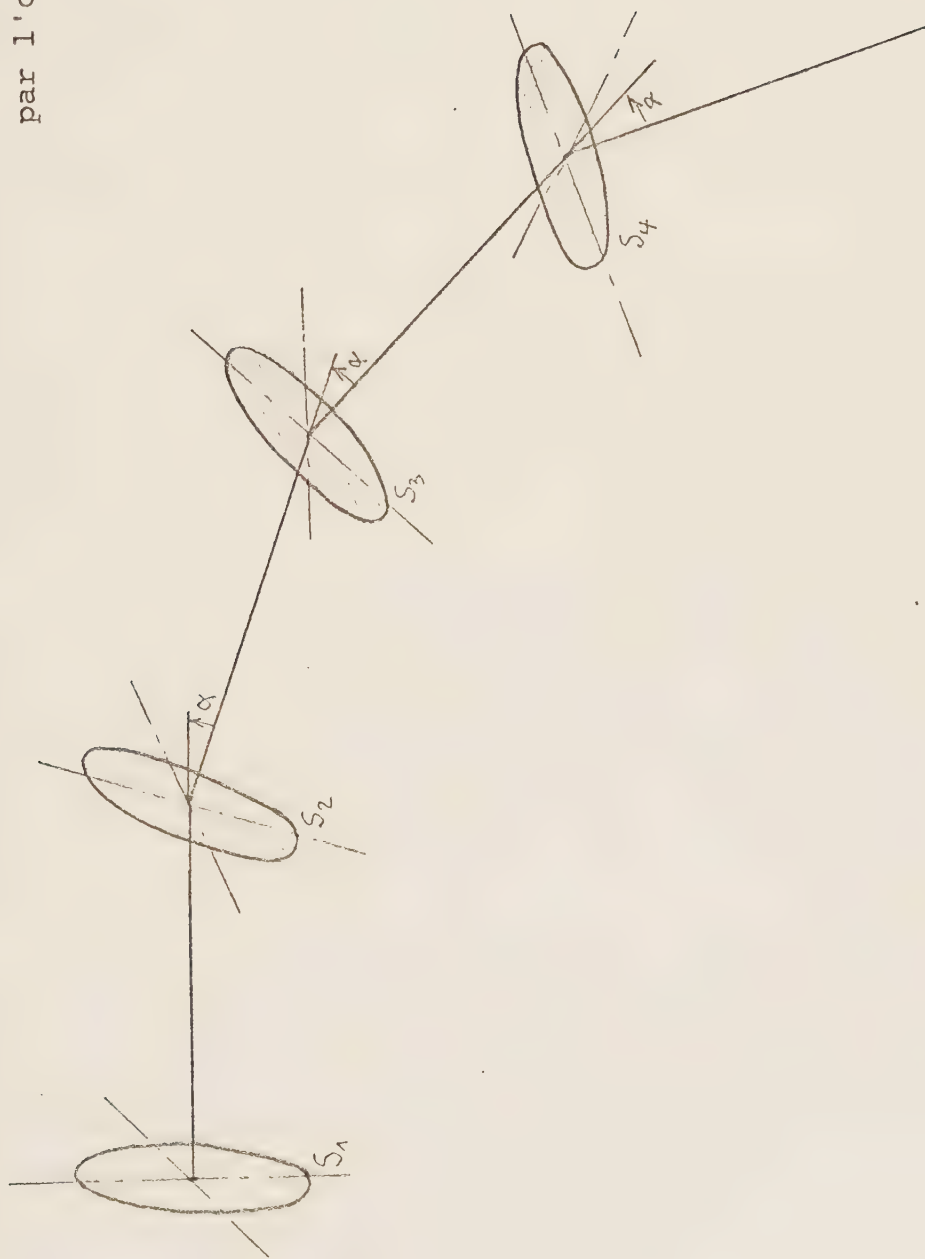
où $2a$ est le diamètre du diaphragme, b la longueur entre miroirs, et λ la longueur d'onde considérée.

Connaissant $E(x_i, y_i)$ sur la $i^{\text{ème}}$ ouverture, on obtient le champ en un seul point M_{i+1} de coordonnées (x_{i+1}, y_{i+1}) en calculant l'intégrale :

$$E(x_{i+1}, y_{i+1}) = \frac{j k}{4\pi} \iint_{i^{\text{ème}} \text{ ouverture}} E(x_i, y_i) e^{-j k R} \left(\frac{1 + \cos \theta}{R} \right) dx_i dy_i$$

.../...

On calcule le champ diffracté sur S_2
par l'ouverture S_1 et ainsi de suite



k : vecteur d onde $2\pi/\lambda$

R : distance $M_i M_{i+1}$

θ : angle de la normale à l'ouverture, à la droite $M_i M_{i+1}$

Il suffit de prendre comme onde initiale une onde plane de la forme $E(x, y) = e^{j\omega t}$, pour que l'ordinateur nous permette d'obtenir en chaque point du $n^{\text{ième}}$ miroir, soit si l'on veut, de la pupille de sortie, la répartition en amplitude et en phase de l'onde laser, d'où l'on déduit la surface d'onde et l'énergie transportée, donc les pertes par diffraction d'une pupille à la suivante.

On prend habituellement comme critère de l'existence possible de l'onde laser la stabilité des pertes d'un miroir au suivant. Revenant à la définition d'une cavité résonnante, nous avons choisi la similitude des surfaces d'onde entre le n° et le $(n+1)^{\circ}$ passage dans le résonateur.

On trouvera dans l'annexe 2 la description d'un dispositif expérimental qui nous donne un signal électrique synchronisé avec une position donnée du prisme tournant. Cela nous permet, soit de déclencher des appareils de mesure à un instant connu par rapport à l'émission laser, soit de connaître la position du prisme tournant au moment de l'impulsion.

C'est ainsi que nous savons que sur le laser VD 320 l'émission a lieu entre 200 et 600 nanosecondes après la fermeture de la cavité. Pour avoir une idée exacte de ce qui se passe dans le résonateur il faut donc programmer des angles de miroir tournant de $0'$ (auto-collimation) à $5'$. Or, dès $1'$, nous sommes en dehors du domaine de précision du programme : pour faire les intégrations par la méthode des trapèzes, nous avons divisé la pupille en 100×100 parties, et il faudrait

.../...

augmenter considérablement ce nombre de divisions. Mais nous occupons ainsi plus de la moitié de la mémoire centrale de l'ordinateur IBM 360-91, ce qui rend toute augmentation impossible.

Nous avons donc cherché quel était le nombre de FRESNEL N maximum du laser dont nous pourrions introduire les paramètres dans l'ordinateur sans que les calculs soient aberrants, et nous avons trouvé que ce nombre doit être inférieur à $N = 20$. (Pour le laser VD 320, $N = 60$).

Pour pouvoir vérifier expérimentalement les résultats du calcul numérique, nous avons ainsi été amenés à construire un laser à verre dopé au Nd et déclenché par prisme tournant qui réponde à cette condition. La longueur optique de la cavité est de 800 mm et le barreau de verre mesure 10 mm de diamètre, diaphragmé à $\phi = 8$ mm, et 200 mm de long. Le prisme tourne à 400 Hz et ce laser délivre une puissance crête de 30 MW en 40 nanosecondes. Il est fermé par un miroir diélectrique réfléchissant à 65%, et l'émission a son maximum compris entre 300 nanosecondes (fort pompage) et 100 nanosecondes (faible pompage) avant que les miroirs ne soient parallèles.

Etant donné que le faisceau peut être détecté par une caméra ultra-rapide pendant plus de 200 nanosecondes, ce qui correspond à une rotation du prisme de presque 2° (le prisme tourne de 1° en 120 nanosecondes), nous avons programmé des angles du miroir tournant de 0° , 1° , 2° et 3° .

La lumière faisant l'aller-retour dans la cavité en un peu plus de 5 nanosecondes, nous pouvons suivre l'évolution de la surface d'onde au fur et à mesure de la déformation de la cavité.

.../...

Résultats

Nous disposons, sur chaque diamètre, de 101 points pour tracer la surface d'onde. Dans le plan perpendiculaire à la rotation du prisme, elle reste à peu près semblable à elle même quel que soit l'angle α du miroir, soit encore semblable à la surface d'onde dans le plan de rotation du prisme pour un angle $\alpha = 0'$.

Les résultats, dans le plan de rotation du prisme, présentent trois aspects différents en fonction du diamètre des pupilles considérées, c'est-à-dire des nombres de Fresnel :

a) Pleine ouverture

$\phi = 8$ mm, le nombre de Fresnel est de l'ordre de $N = 18$. Si le miroir tournant fait un angle α avec l'axe du laser, l'onde va tourner de $\beta = 2\alpha$ dans le sens de α après le premier aller et retour et à chaque aller et retour suivant, à β va une nouvelle rotation de α : on retrouve la loi de DESCARTES. La surface d'onde étant différente entre le n° et le $(n+1)^{\circ}$ trajet, aucune oscillation ne peut prendre naissance (fig. q).

b) Petite ouverture

Le diamètre de la pupille que nous avons introduit dans le programme est de $\phi = 1,6$ mm ($N = 1$ correspond à $\phi = 1,85$ mm). Les pertes ne sont pas stables, mais l'onde est à peu près stabilisée : la surface d'onde qui est semblable à $0,5 \lambda$ près entre deux allers et retours oscille en fait entre deux positions assez différentes, puisqu'elles correspondent à des angles d'émission $\beta = +1'$ et $\beta = -1'$ (fig. r). Il semble difficile qu'une onde puisse être entretenue dans ces conditions.

c) Filaments

Il s'agit là d'ouvertures inférieures au millimètre dans nos calculs ($\phi = 0,8$ mm) qui correspondent à des nombres de Fresnel de

.../...

l'ordre de 0,2. Les pertes par diffraction et la surface d'onde sont stabilisées dès le deuxième aller et retour (fig. s), quel que soit l'angle α . L'émission est donc possible. Par contre, les pertes augmentent considérablement en fonction de l'angle : de 87 % pour $\alpha = 0'$ à 99,5 % pour $\alpha = 1'$; on peut donc penser que ce sont ces pertes qui fixent les conditions d'oscillation.

Ces résultats numériques nous indiquent donc que le laser va vibrer par filaments, comme une somme de lasers élémentaires dont on connaît l'ordre de grandeur des dimensions, et la direction d'émission.

Lorsque α varie de 0 à $3 \cdot 10^{-4}$, c'est-à-dire que le miroir tourne de $1'$, l'onde tourne en moyenne à 250 rd/s; de $1'$ à $2'$ elle tourne à 2250 rd/s, soit environ à la vitesse du prisme et entre $2'$ et $3'$, l'onde tourne à 25 000 rd/s.

Trois vérifications expérimentales s'imposent alors :

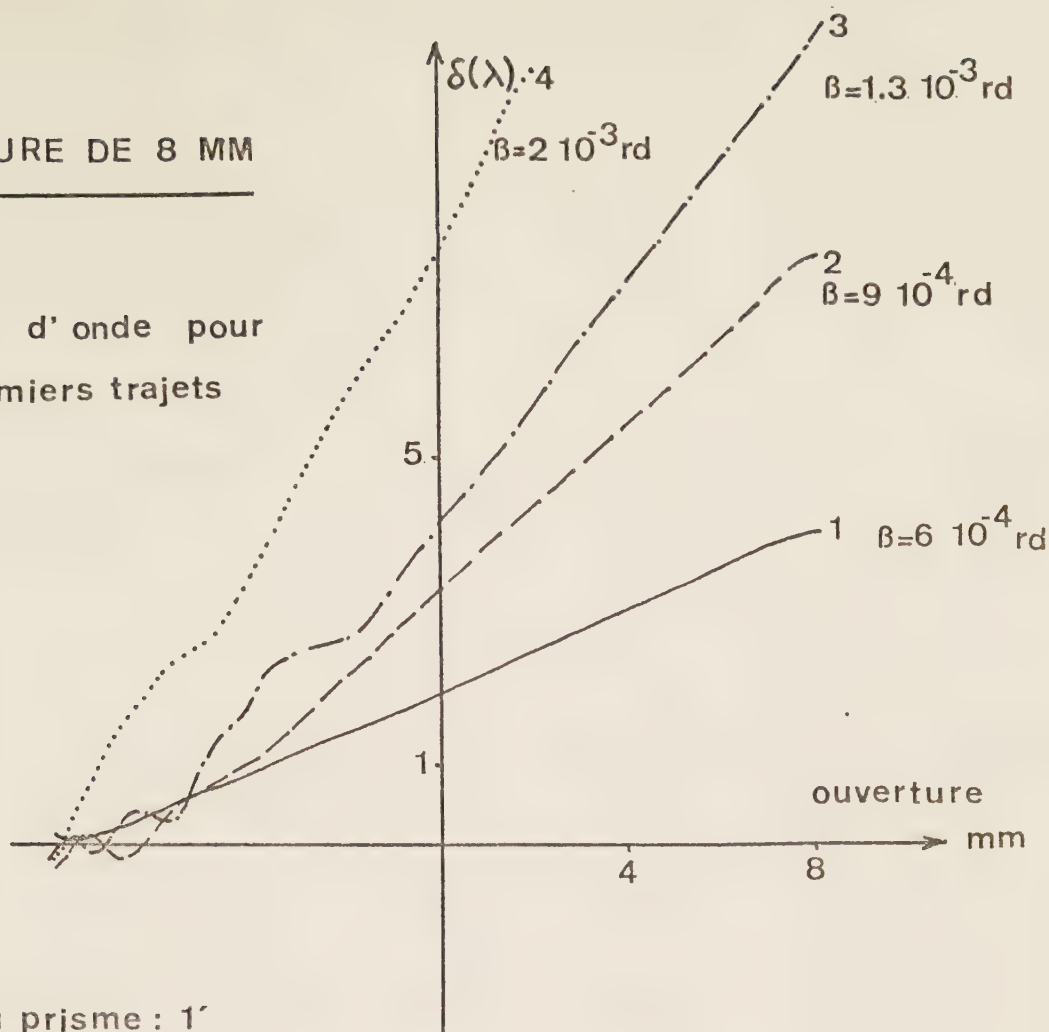
1°) Si le laser vibre par filaments, il doit être possible de les photographier.

2°) La divergence du laser que l'on peut mesurer au foyer d'un objectif doit être compatible avec celle que la diffraction entraîne pour des filaments de ce diamètre.

3°) L'angle d'émergence de l'onde dépendant de l'angle α du prisme, on doit voir "tourner" le laser à l'infini, soit encore son image au foyer d'un objectif.

OUVERTURE DE 8 MM

surfaces d'onde pour
les 4 premiers trajets



angle du prisme : 1'

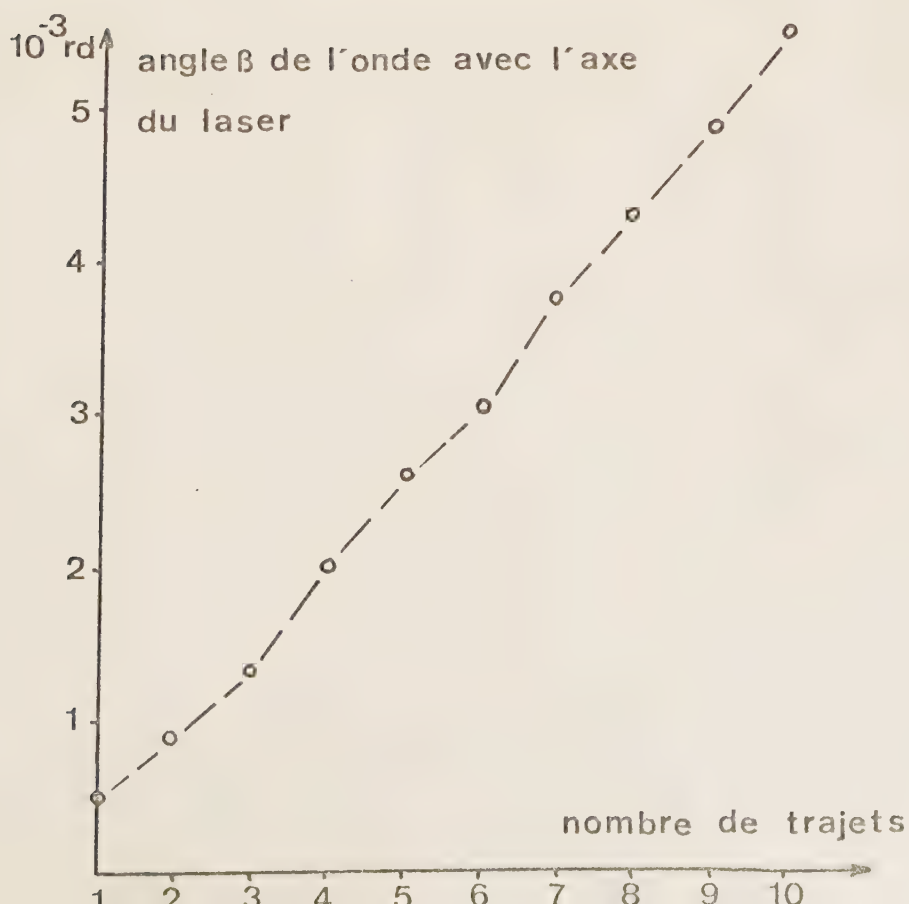
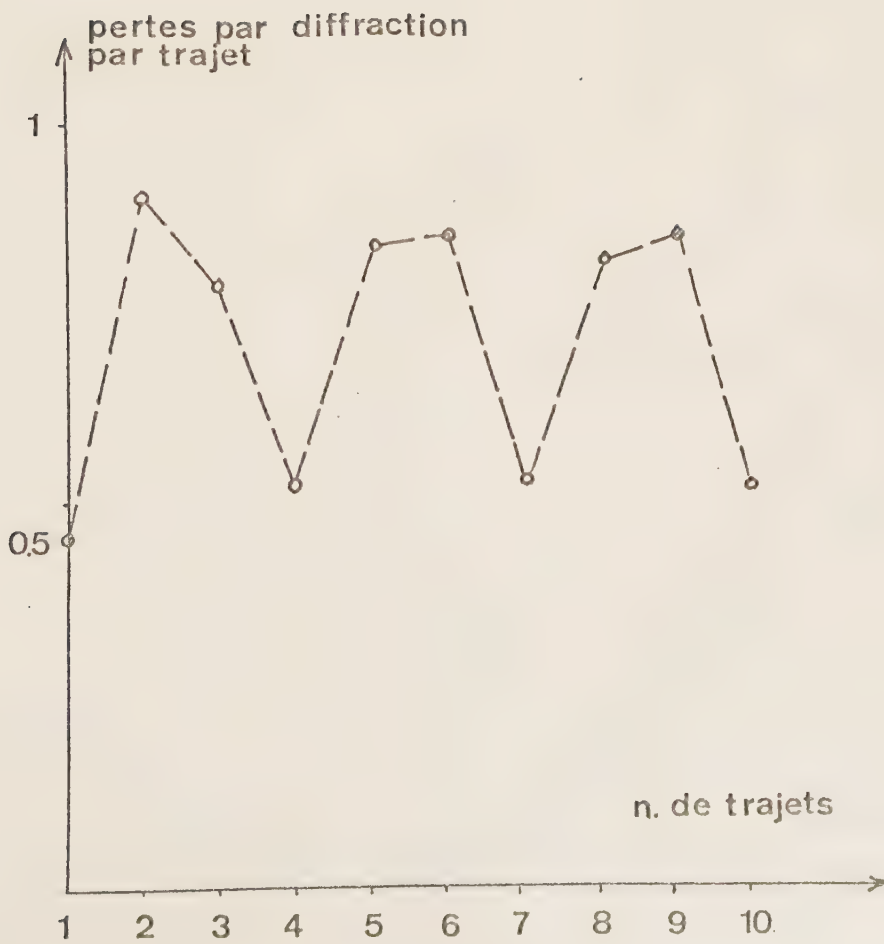
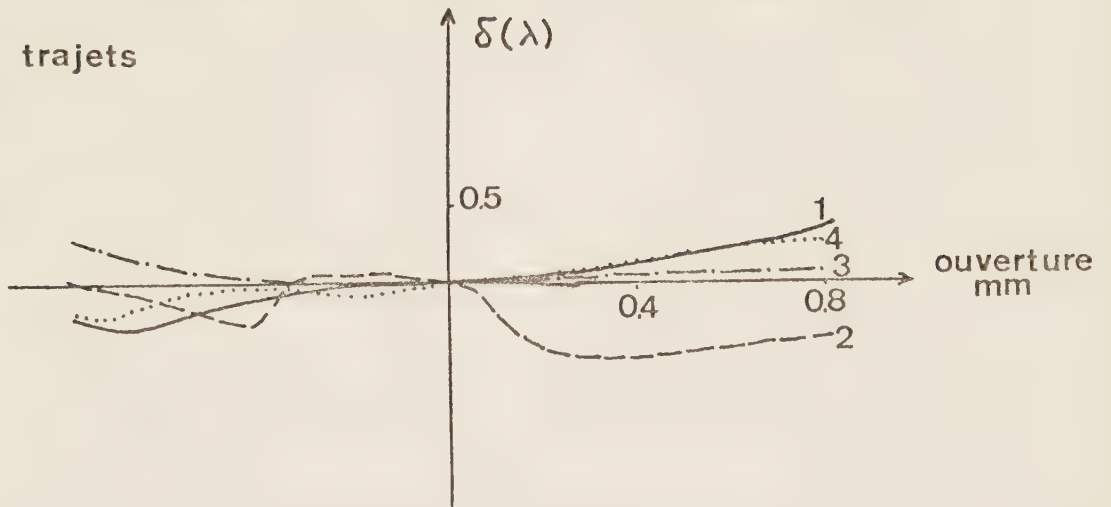


figure q

OUVERTURE DE 1,6 MM

surfaces d'onde pour les
premiers trajets

angle du prisme: 1'



Ø 0.8 MM - ANGLE 1'

surfaces d'onde pour
les 4 premiers trajets

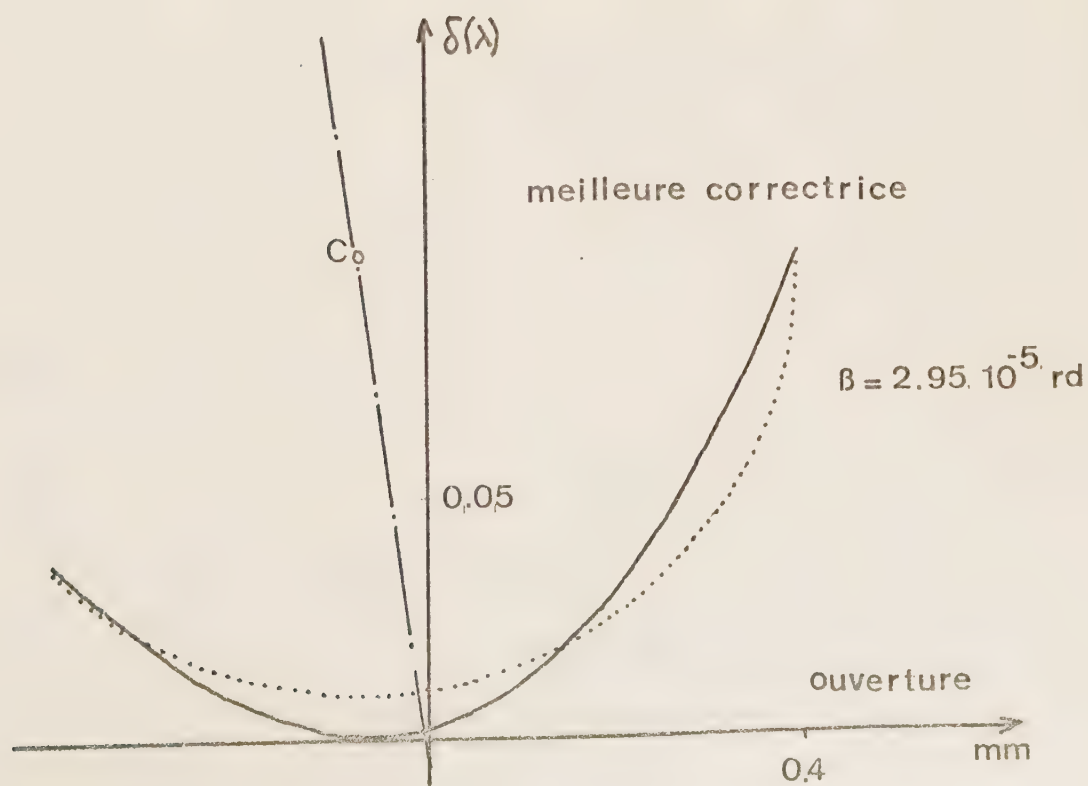
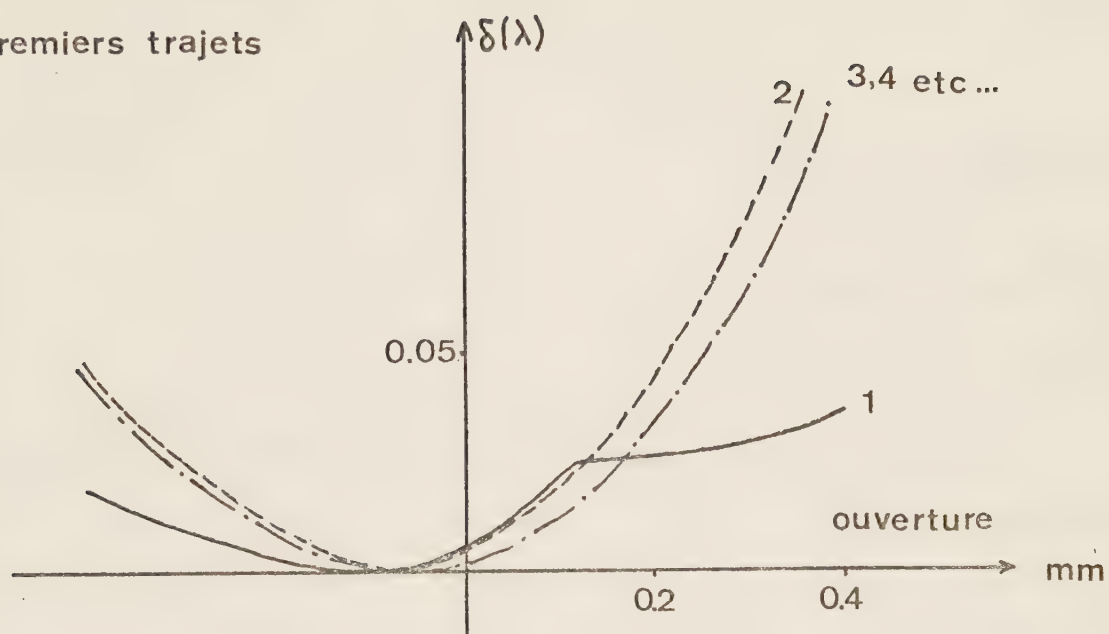


figure 8

OUVERTURE DE 0,8 MM

surfaces d'onde pour
différents angles du
prisme

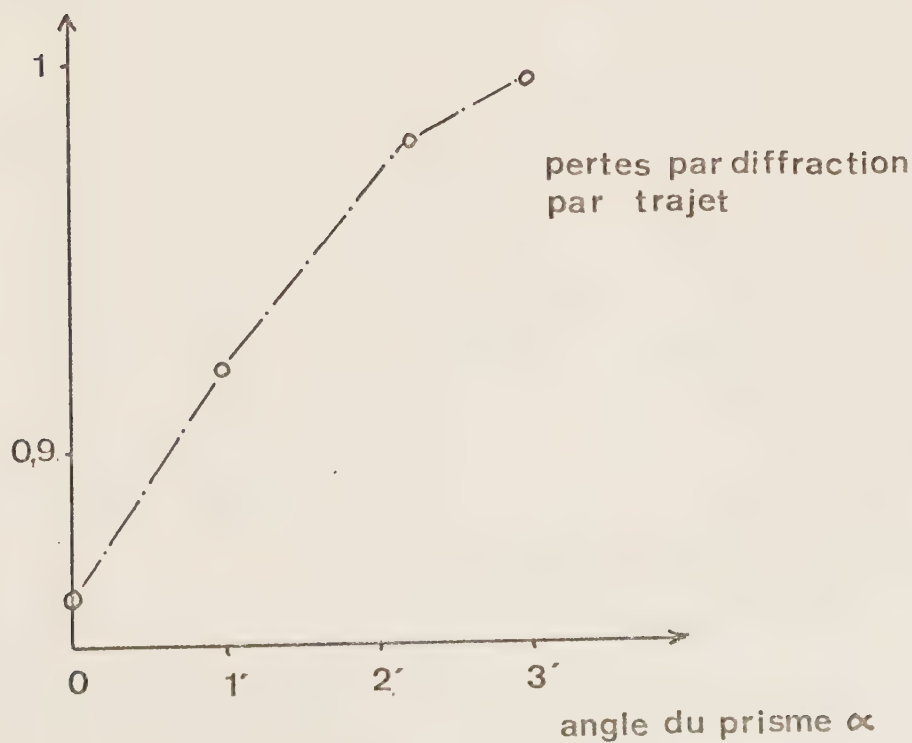
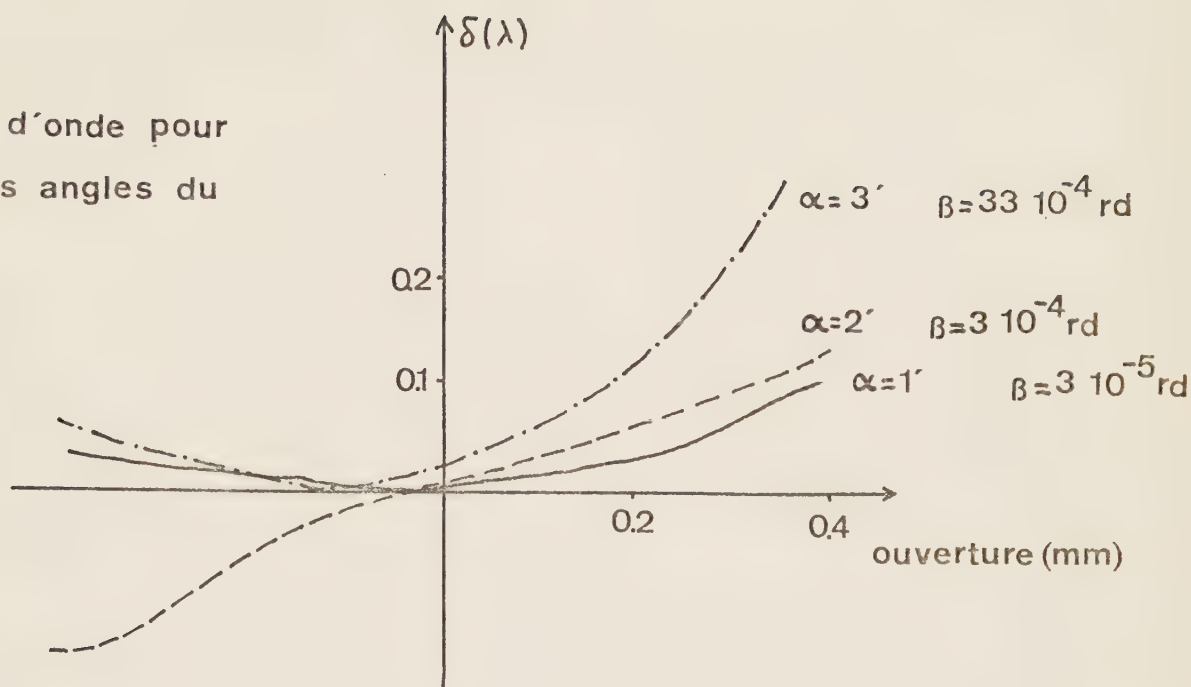


figure t

CHAPITRE VII.

DECLENCHEMENT PAR PRISME TOURNANT

Etude expérimentale /15/

Pour vérifier expérimentalement les résultats du calcul, nous avons utilisé une caméra électronique S.T.L. construite par T.R.W. . Cette caméra peut soit travailler en défilement au cours du temps, soit prendre trois photos de plus de 5 nanosecondes de pose, espacées de plus de 20 nanosecondes.

Nous avons utilisé le défilement, car en filmant une fente fine on transforme la caméra en caméra à fente, ce qui permet, tout au moins dans le plan de la fente, une étude continue pendant toute l'impulsion, et facilité par ailleurs le réglage du déclenchement.

La caméra est munie, à l'arrière, d'un appareil photographique qui donne des positifs "Polaroid" de l'écran fluorescent du tube transformateur d'image. On comprendra qu'il n'est pas possible de faire de la sensitométrie avec cet appareil, et nous avons eu les plus grandes difficultés pour éclairer la photocathode au voisinage du "gris" car du "blanc" au "noir" sur la photo "Polaroid", le passage est presque immédiat.

Examen à l'infini

Pour cette étude, nous avons procédé comme nous l'avons décrit dans le chapitre II. Le faisceau était ouvert par une lentille divergente de $f' = -70$ mm, pour couvrir un objectif spéro-parabolique de $\phi = 40$ mm ouvert à $f/2$, et corrigé de l'aberration sphérique et de la coma (cet objectif a été calculé à l'Institut d'Optique

et réalisé par la société SOPTEL). Nous avons remplacé la plaque photographique par la photocathode de la caméra, et, l'image étant très petite, nous n'avons pas utilisé de fente d'analyse. La précision temporelle est donc limitée par le diamètre du foyer. La résolution dans le temps est cependant supérieure à 2 nanosecondes pour des défilements de 50 nanosecondes.

On observe un déplacement du foyer correspondant à une rotation de l'onde laser, dans le sens du prisme tournant, d'une valeur égale au diamètre de l'image. La taille de cette image, et donc la divergence du laser, correspondant à celle que l'on a calculée. On obtient ainsi un défilement en forme de fuseau incliné. On ne peut pas mesurer l'écart à l'axe géométrique du laser qui est difficilement repérable, mais on peut mesurer la vitesse de rotation de l'onde. Cette vitesse, très supérieure à celle du prisme, est de l'ordre de 10 000 rd/s (au lieu de 2 500 rd/s).

Lorsque la puissance de sortie du laser baisse, c'est à dire si l'on baisse le niveau du pompage ou par "fatigue", au bout d'une dizaine de tirs sur notre laser, l'émission a lieu plus près de la fermeture de la cavité et le déplacement diminue jusqu'à ne plus être mesurable. On obtient finalement une trace verticale sur le faisceau.

Examen de la pupille

Nous avons filmé l'illumination d'une fente fine diffusante (0,5 mm) située à proximité de la pupille dans un plan qui peut lui être assimilé.

Les photos montrent l'existence de filaments d'environ 0,7 mm de diamètre. Il s'agit d'un diamètre moyen assez précis en dépit des conditions expérimentales que l'inhomogénéité du faisceau rend délicates (fig. u).

.../...

La fente de 0,5 mm donne une résolution théorique de 0,1 nanoseconde, ce que le constructeur estime comme très raisonnable et probablement réalisé expérimentalement.

Etude du laser VD 320.

Nous observons des résultats similaires avec ce laser fonctionnant à son régime de croisière. Dans ces expériences, le miroir de sortie du pilote est constitué d'un empilage de 2 lames de verre d'indice élevé.

L'examen de la pupille montre des filaments d'environ deux mm de diamètre, et l'étude à l'infini, faite dans les mêmes conditions expérimentales qu'aux chapitres II et V, c'est-à-dire dans les conditions d'utilisation du faisceau, montre une rotation de l'onde à 12 500 rd/s.

Tous ces résultats ont été regroupés dans le tableau de la figure x.

Conclusion

Le calcul prévoyait deux résultats importants : l'existence de filaments dûs à l'angle du prisme tournant, et la rotation de l'onde laser pendant l'impulsion. L'expérience vérifie ces prévisions pour les deux lasers étudiés.

En allant plus loin, on pouvait penser que dans le laser VD320 ces filaments auraient un diamètre de l'ordre de grandeur de 0,8 mm, donc que la divergence du laser serait d'environ $1,6 \cdot 10^{-3}$ rd, et, compte tenu de la puissance de sortie du laser, que l'onde tournerait à plus de 2500 rd/s. Encore une fois, ces résultats sont vérifiés expérimentalement. Il est à noter que le déplacement minimum détectable, soit la moitié de la tache de diffraction en 200 nanosécondes, correspond à une vitesse de 4000 rd/s, ce qui explique que nous ne puissions détecter de variation dans la vitesse de rotation du foyer.

.../...

D'autre part, on ne peut pas mesurer avec notre montage la position du prisme tournant au moment de l'impulsion s'il sert à déclencher la caméra.

Il est enfin probable qu'il faut considérer que ces calculs, qui sont très généraux, ne peuvent être appliqués tels quels à une cavité laser multiple : le miroir de sortie est constitué de quatre surfaces qui font une sélection de modes longitudinaux, ce qui explique probablement aussi que l'impulsion ait lieu après la fermeture de la cavité.

De plus, nous n'avons fait le calcul que pour un seul mode transverse, et l'on peut penser que dans chaque filament il y a superposition de plusieurs modes.

Les photos ci-dessous ont été prises avec une caméra à fente. L'échelle des temps est verticale, et les illuminations sont d'une centaine de nanosecondes. Il s'agit de reproductions des originaux obtenus par Polaroid.

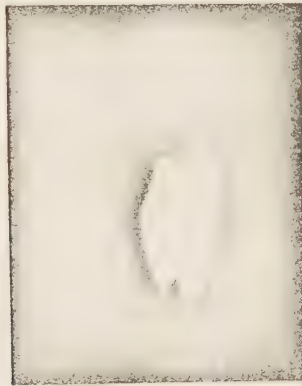
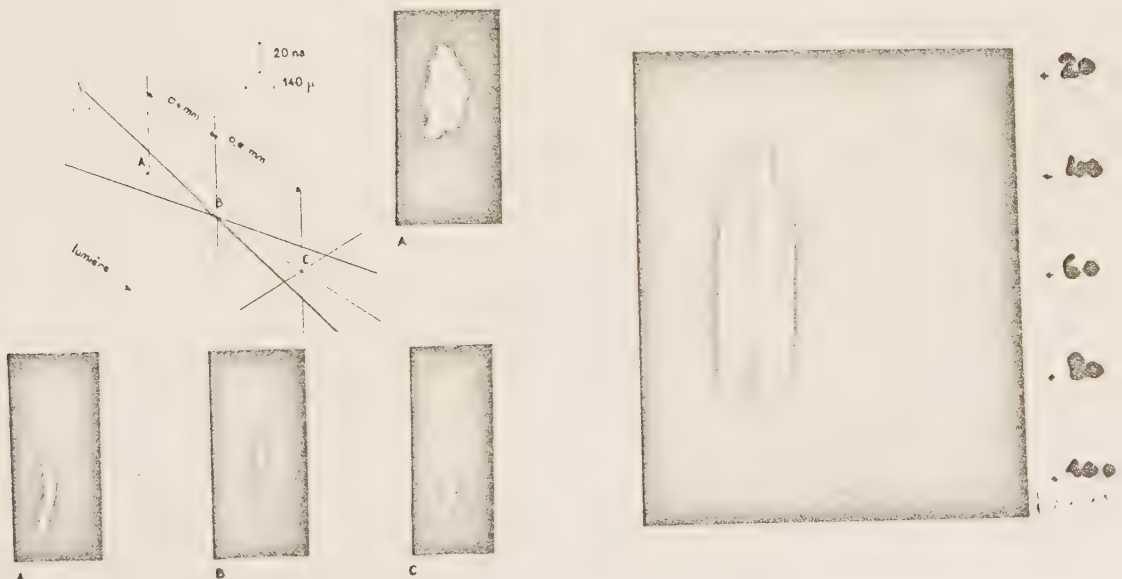


Figure u - photo d'une fente dans la pupille de sortie du laser construit pour vérifier les calculs, montrant l'existence de filaments.



Figures v et w - laser VD 320 : les photos montrent le déplacement du foyer et l'illumination d'une fente mettant en évidence les filaments.

	ϕ filaments (mm)	Divergence (rd)	Rotation de l'onde (rd/s)
Calcul	$\phi_c = 0,8$	$\frac{1,2 \phi_c}{\lambda} = 1,6.10^{-3}$	(prisme = 2500)
Mesure	$\phi_m = 0,7 \pm 0,2$	$\left(\frac{1,2 \phi_m}{\lambda} = 1,85.10^{-3} \right)$ $(1,7 \pm 0,4) 10^{-3}$	10 000

Mesure VD 320	$\phi_m = 2,0 \pm 0,1$	$\left(\frac{1,2 \phi_m}{\lambda} = 5.10^{-4} \right)$ 5.10^{-4}	(prisme = 2070) 12 500
------------------	------------------------	--	---------------------------

Rotation moyenne calculée de l'onde $\Delta = 2500 \text{rd/s}$	$0' < \alpha < 1'$	$1' < \alpha < 2'$	$2' < \alpha < 3'$
	250 rd/s	2 250 rd/s	25 000 rd/s

Figure x .

Comparaison des résultats calculés et mesurés sur le diamètre des filaments et de la divergence.

A titre d'indication nous avons joint les mêmes mesures sur le laser VD 320, et la vitesse moyenne de rotation du vecteur d'onde en fonction de 3 positions du prisme.

CONCLUSION

Au cours des chapitres qui précèdent, nous avons étudié successivement les divers paramètres du faisceau laser, puis, moyennant certaines approximations, nous avons mesuré le volume d'interaction laser-matière dans les expériences d'ionisation multi-photonique, ainsi que les sections efficaces d'ionisation.

Enfin, nous nous sommes attachés à l'étude de la déformation de la cavité laser par le prisme tournant qui assure le déclenchement.

Et si les premiers chapitres laissaient planer un doute sur la validité des approximations faites, les résultats acquis dans les deux derniers le lèvent catégoriquement : l'onde laser évolue au cours de l'impulsion et nous ne pouvons écrire :

$$E(x, y, z, t) = E_{\gamma} F(x, y, z) \cdot G(t)$$

qu'en raison des incertitudes importantes sur les mesures de l'éclairement, ou qu'à la condition de diaphragmer le faisceau laser.

Nous voyons ainsi que les surfaces $S(z)$ que nous avons mesurées sont les intégrales sur le temps T de l'impulsion de

$$\int_T S(z, t) dt$$

et qu'à chaque instant t , $S(z, t)$ est inférieure à $S(z)$ mesurée.

Les défauts qu'il faut corriger sur le laser VD 320 sont donc :

- le manque de reproductibilité en énergie d'une impulsion à la suivante,
- le manque de reproductibilité de la puissance d'une impulsion à la suivante,

.../...

- le manque de reproductibilité spectrale d'une impulsion à la suivante,

- de plus, le laser est la somme de petits lasers élémentaires (plus de 50) d'amplitudes inégales et qui s'ajoutent,

- l'onde n'est pas fixe, mais elle tourne au cours de l'impulsion.

Pour améliorer les mesures d'ionisation multiphotonique, il faut donc avant tout disposer d'un faisceau unique, et non d'un faisceau constitué d'une somme de filaments.

On pourrait penser qu'il suffit de diaphragmer l'oscillateur pour n'avoir plus qu'un seul filament, mais l'on conserverait l'effet du prisme tournant et le vecteur d'onde tournerait toujours en fonction du temps. Ce mode de déclenchement, par son asymétrie, est donc exclu.

On peut aussi penser que puisqu'une grosse part de l'incertitude dans la mesure de l'éclairement, - mesure des surfaces $S(z)$, - est due à l'absence de symétrie du faisceau, un oscillateur monomode transverse supprimerait ce problème.

Mais si l'on atteint ce résultat, il faut connaître l'énergie des photons avec une précision meilleure aussi, donc avoir une largeur spectrale beaucoup plus faible. L'idéal serait, bien entendu, de n'avoir qu'un seul mode longitudinal.

L'incertitude sur l'énergie restant liée à une mesure au calorimètre, il faut avoir une impulsion absolument reproductible en énergie et en puissance afin de pouvoir faire un grand nombre de mesures pour déduire d'une impulsion avec précision.

Nous pouvons maintenant donner les caractéristiques de l'oscillateur laser idéal pour les mesures d'ionisation multiphotonique :

.../...

- onde limitée par la diffraction, laser monomode transverse,
- grande pureté spectrale, largeur de raie aussi fine que possible (donc monomode longitudinal),
- déclenchement du laser par un obturateur symétrique,
- effort technologique à faire pour obtenir une impulsion reproductible.

Dans ces conditions, l'étude du volume d'interaction et la section efficace d'ionisation multiphotonique par photographies de plans successifs au voisinage du foyer ne feront plus appel à aucune approximation, et l'on pourra écrire en toute certitude :

$$E(x, y, z, t) = E_y F(x, y, z) \cdot G(t)$$

Enfin, la précision de la mesure pourra n'être limitée que par la photométrie photographique.

Pour vérifier le bien fondé de cette conclusion, nous avons développé au laboratoire un petit oscillateur laser extrêmement simple qui répond à ces conditions.

Seconde partie

ETUDE D'UN LASER MONOMODE
TRANSVERSE A FAIBLE LARGEUR SPECTRALE

INTRODUCTION

Un tel laser existe déjà : il a été mis au point dans les laboratoires de recherche de la C.G.E.. Le mode fondamental est choisi par filtrage spatial au foyer d'un afocal placé dans la cavité, et on sélectionne le mode longitudinal par réflexion sélective dans un empilage de lames de type "BURCH". Ce laser est déclenché par une cellule de POCKELS et la technologie est assez lourde. Le corps, notemment, est constitué de barres d'invar pour éviter toute dilatation.

On verra plus loin que cet oscillateur est mal adapté aux conditions de manipulation qui sont les nôtres.

Nous avons imaginé un laser plus simple, présentant en outre l'avantage de faire varier les différents paramètres.

Nous allons passer en revue tous les problèmes que pose la réalisation de cet oscillateur : étude de la cavité résonnante, et des modes, étude du déclenchement; puis nous vérifierons par spectrographie le nombre de modes que l'on peut arriver à faire osciller en faisant varier la distance des miroirs.

Enfin, nous comparerons le volume d'interaction laser-matière obtenu dans les mêmes conditions de focalisation avec cet oscillateur et avec le laser VD 320 que nous avons étudié plus haut.

.../...

.../...

CHAPITRE I

L'OSCILLATEUR LASER

étude des modes

La réalisation de l'oscillateur laser pose deux problèmes : d'abord le choix d'un ensemble cavité résonnante-matériau amplificateur qui permettra d'obtenir une émission monomode transverse à spectre étroit, et ensuite le choix et la réalisation d'un dispositif de déclenchement.

Dans ce chapitre, nous allons nous limiter à l'étude de cette cavité laser et au choix de cet amplificateur; nous allons donc construire un laser relaxé.

Le problème de la cavité est d'ailleurs embarrassant : pour obtenir une émission monomode avec un résonateur stable, on est amené à choisir un nombre de Fresnel le plus petit possible, soit une cavité étendue dans le sens de la longueur, pour obtenir une émission monomode longitudinale, on recherchera au contraire une cavité très courte, puisque l'intervalle de longueur d'onde qui sépare deux modes, donc le nombre de modes qui vont osciller dans un domaine spectral donné, est inversement proportionnel à cette longueur.

Ces deux problèmes font de plus appel à des méthodes de diagnostic différentes, c'est pourquoi nous les avons dissociés l'un de l'autre et nous les étudierons séparément.

I - ETUDE DES MODES TRANSVERSES

Pour obtenir un seul mode transverse, il faut soit utiliser une géométrie de cavité favorisant un mode au détriment des autres, soit en sélectionner un artificiellement.

Dans le premier cas, la manière la plus courante d'opérer est d'utiliser une cavité confocale bien réglée, comme dans les lasers à gaz /18/, dans le second cas on a l'habitude, dans une cavité plan-plan, de focaliser le faisceau dans un afocal et d'effectuer un filtrage spatial des modes en plaçant un petit trou au foyer commun des objectifs, dont le diamètre sera de l'ordre de grandeur de celui de la tache d'AIRY /19/.

Ces deux méthodes présentent des inconvénients de réglage fort importants :

Dans le cas de la cavité confocale, le plus léger excentrement provoque l'apparition de nombreux modes supplémentaires, ce qui entraîne la nécessité d'un réglage "en dynamique", pour une certaine température du barreau, avec une certaine cadence de tir, l'indice du matériau variant sous l'éclairement du flash ; ces contraintes rendent le laser difficilement utilisable dans le cadre de nos manipulations. Nous avons donc rejeté cette solution bien qu'elle présente le gros avantage d'un rendement énergie/flash-énergie de sortie très élevé.

La méthode du filtrage spatial des modes par un petit trou qui ne laisse passer que le TEM_{00} présente un aspect tout différent : dès que l'onde laser atteint une puissance suffisante, il se produit un claquage dans le trou (car le claquage se produit beaucoup plus facilement au voisinage d'une paroi que dans l'air libre), ce qui entraîne l'opacité du filtre, d'où un raccourcissement de l'impulsion et un gain en puissance /18/.

.../...

Cependant, ce claquage pose un problème technologique : le trou doit être en diamant pour ne pas être rapidement détérioré, et la fabrication d'un "trou" qui ne soit pas un "tunnel" pour les photons est délicate et rend son prix élevé. Enfin, la précision de positionnement de ce filtre est de l'ordre de 10 microns, et la présence de machine-outils dans un local voisin implique des vibrations qui rendent hypothétique un tel réglage sans de gros frais d'isolement mécanique.

Une méthode plus intéressante a été mise au point par KORNEEV et PAVLOV /20/ : il s'agit d'employer une longue cavité concentrique. Dans ce cas, la précision longitudinale de réglage est moins critique que dans le cas du résonateur confocal, et le haut rendement dû aux faibles pertes par diffraction nous aurait fait adopter ce type de cavité s'il ne présentait un ennui d'ordre technique : il faut remplacer les deux miroirs chaque fois que l'on veut changer la taille de la cavité; or, nous verrons plus loin que nous avons été amenés à faire varier sa longueur de façon quasi continue pour faire varier le nombre de modes longitudinaux.

Nous avons adopté un cas particulier de cette dernière solution en faisant tendre vers l'infini le rayon des miroirs, et en les diaphragmant à un faible diamètre.

Cela revient à prendre une cavité "plan-plan", et à créer sur les modes d'ordre supérieur des pertes par diffraction telles que seul le TEM_{00} peut osciller.

L'étude expérimentale de la cavité consiste à trouver quel est le nombre de Fresnel N maximum admissible pour avoir une émission monomode.

Nous avons étudié le problème d'une cavité de 1 m de distance entre miroirs. Les pouvoirs réflecteurs sont R_{max} et $R = 0, 60$. Il y a dans la cavité un polariseur de GLAN (les deux prismes

.../...

ne sont pas collés et supportent ainsi une puissance supérieure à celle que peut admettre un NICOL) qui fixe le plan de vibration et un diaphragme variable de $\phi = 0,5 \text{ mm}$ à $\phi = 10 \text{ mm}$, par pas de $0,5 \text{ mm}$.

Nous avons fait l'expérience en régime relaxé pour deux raisons : d'une part nous ne disposions pas encore d'un mode de déclenchement autre que le prisme tournant, ce qui excluait le régime monomode, d'autre part un laser lorsqu'il relaxe oscille sur un nombre de modes plus grand que lorsqu'il est déclenché. Nous nous trouvons donc, à conditions analogues de seuil, dans des conditions toujours pires que celles dans lesquelles le laser fonctionnera.

Pour vérifier si le laser est monomode ou non, nous examinerons l'onde à l'infini, c'est-à-dire au foyer d'un objectif. Lorsque le laser est rigoureusement TEM_{00} , tous les pics élémentaires de l'impulsion sont identiques, et on observe une tache d'AIRY qui caractérise une onde limitée par la diffraction. Nous noterons que cette manière de faire nous affranchit des conditions de λ du film, puisque nous mesurons le rayon du premier anneau sombre.

Nous remarquerons enfin que cette méthode que nous sommes apparemment les seuls à utiliser est bien plus rigoureuse que celles qui sont employées habituellement, et qui sont de deux types :

- ou bien l'on sépare le faisceau en deux parties dans un rapport connu, et l'on compare l'énergie totale à celle qui passe au travers d'un petit trou creusé dans du diamant, et placé au foyer d'un objectif. Si le diamètre de ce trou est égal au diamètre du premier anneau noir de la tache d'AIRY, on peut en déduire des renseignements sur la qualité de l'onde.

.../...

- ou bien encore, on note l'empreinte du faisceau au foyer d'une lentille de longue focale sur du papier noirci. En plaçant divers atténuateurs connus sur le faisceau, on peut trouver quelle est la densité optique qui fera une trace égale au "diamètre à mi-hauteur" de la divergence. Cette méthode nécessite en outre une série de tirs comparatifs, ce qui enlève encore de la précision à la mesure.

Les résultats obtenus sont forts intéressants. En effet, en définissant comme seuil l'énergie qui marque un papier Polaroid noirci, le laser oscille à partir d'un diamètre de $\phi = 1,5$ mm, c'est-à-dire un nombre de Fresnel de l'ordre de 0,5 ($N = 0,53$), et nous n'avons pas pu le rendre multimode transverse ni par dérégage de la cavité ni par surpompage jusqu'à $\phi = 2,5$ mm ($N = 1,5$). Pour un diamètre de $\phi = 3,5$ mm ($N = 2,1$), selon le pompage il est soit monomode (près du seuil) soit multimode transverse, et dès $\phi = 4,5$ mm ($N = 4,7$), il est presque toujours multimode.

Ces résultats nous fixent les nombres de Fresnel de la cavité à utiliser.

II - ETUDE DES MODES LONGITUDINAUX

Les modes longitudinaux, dans une cavité laser, sont distants de : $c/2L$ en fréquence, soit de $\lambda^2/2L$ en longueur d'onde, si L est la distance entre les deux miroirs. Le spectre du verre dopé au néodyme est assez large pour qu'on comprenne qu'il parait complexe d'isoler quelques modes parmi les 10^{+3} ou plus qui prennent naissance. Le verre dopé perd alors tout intérêt comparé au YAG, (Yttrium Aluminum Garnet), un grenat dopé au néodyme qui offre l'avantage d'un rendement tel qu'il peut fonctionner en continu, et dont la raie de fluorescence est de l'ordre de $10 \text{ Å} / 21/$

.../...

au lieu de 200 dans le verre dopé.

Ce cristal présente par contre l'inconvénient d'une très grande fragilité mécanique qui conduit à limiter la puissance de sortie, et d'une inhomogénéité qui oblige à un polissage très complexe, poussé jusqu'à l'obtention du minimum des franges observées à l'interféromètre de Michelson.

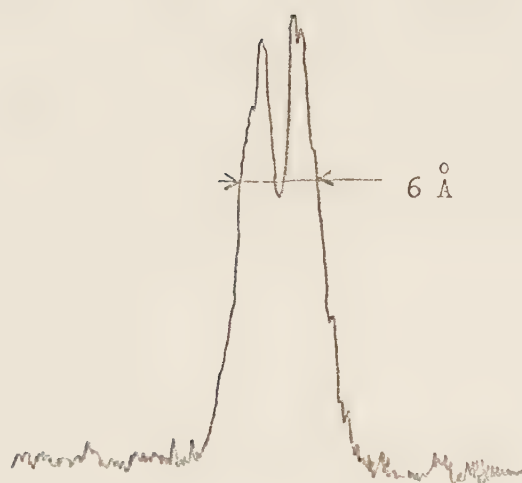
Nous avons employé un barreau de YAG de 3 mm x 50 mm, fabriqué par la maison DJEVA qui nous donne une largeur de raie de l'ordre de 7 Å en relaxé, au pompage maximum.

Pour sélectionner quelques modes parmi tous ceux qui peuvent prendre naissance, différentes solutions ont été proposées : on peut faire une sélection par un filtre de type couche mince placé dans la cavité /22/, par un étalon FABRY-PEROT ajustable en longueur d'onde par inclinaison /23/, soit encore par un miroir sélectif, dont le principe a été donné par BURCH /10, 24, 25/; l'étalon qui fera la sélection de modes n'a pas besoin d'avoir une très grande finesse, étant donné qu'il sera traversé un nombre très important de fois, 10^{+3} d'après certaines mesures /26/. La courbe de transmission sera donc élevée à cette puissance, c'est-à-dire très étroite, et il est possible de sélectionner ainsi quelques modes, voire un seul mode.

Une autre méthode plus originale à mettre en oeuvre, consiste à placer dans la cavité un absorbant saturable qui ne laissera passer que le premier mode qui se mettra à osciller /24, 25/, c'est ainsi que Mc FARLAND, HOSKINS et SOFFER ont pu faire passer le spectre d'un laser au néodyme de 50 Å à 0,02 Å /27/.

Si l'on descend à une largeur de raie inférieure à 1 Å, il reste à mettre en évidence les modes longitudinaux. La méthode la plus tentante est de se reporter à une expérience de HERCHEL sur un oscillateur rubis. Il a remarqué que les petites suroscillations

.../...



$1 \text{ cm} = 6,15 \text{ Å}$
 verticalement : cf. fig. j

Spectre du laser YAG relaxé ; la cavité de 80 cm de long
 est fermée par un interféromètre de FABRY-PEROT de 4,00 mm
 d'épaisseur et dont les couches ont des pouvoirs réflecteurs
 de 30 %.

que l'on peut voir sur la réponse d'une cellule à l'impulsion laser observée à l'oscilloscope ne sont pas dues à des allers-retours de la lumière dans la cavité, mais à des battements entre modes; et en faisant varier le nombre de modes de son laser, et étudiant simultanément le spectre et l'impulsion, il a réussi à montrer que les oscillations étaient liées au nombre de modes, et disparaissaient lorsqu'il n'y avait plus qu'un seul mode /24/.

CHAPITRE II.

DECLENCHEMENT DU LASER

Pour déclencher des lasers, les divers laboratoires qui ont travaillé la question ont étudié bien des systèmes; nous ne citerons que pour mémoire, outre le déclenchement par prisme tournant, les systèmes fondés sur l'effet acousto-optique ou l'effet FARADAY /28/. Il reste alors trois moyens classiques :

- déclenchement par absorbant saturable,
- déclenchement par cellule de Kerr,
- déclenchement par cellule de Pockels.

Nous avons dû rejeter le déclenchement par cellule de Pockels, malgré le très gros avantage qu'elle présente sur la cellule de Kerr d'une tension d'attaque beaucoup plus basse, car pour obtenir un déclenchement homogène il faut que la lumière traverse les électrodes. Le faisceau laser détruit à la longue les électrodes déposées sous forme de couches minces, et les électrodes placées en anneau créent un champ plus inhomogène que ce qui peut être obtenu avec une cellule de Kerr.

Nous étudierons donc dans ce chapitre le déclenchement par absorbant saturable puis par cellule de Kerr.

On doit associer à l'amélioration du déclenchement un effort sur le refroidissement du barreau amplificateur. En effet, le milieu va stocker énormément d'énergie qui ne peut être évacuée que par contact ou convection thermique. Pour concilier un pompage

.../...

efficace et une bonne évacuation des calories, nous avons placé le barreau de YAG à côté du flash linéaire de pompage, dans le liquide de refroidissement. Les parois latérales sont constituées d'un tube de pyrex enrobé de magnésie qui est un excellent diffusant. Le barreau est collé sur deux embouts de plexiglas, en raison de la fragilité du cristal, et l'étanchéité se fait par écrasement de joints en caoutchouc.

Le liquide de refroidissement, qui est recyclé, est une solution debichromate de potassium : il va absorber les radiations U.V. inutiles au pompage du néodyme et qui abiment le cristal. Ce liquide est lui même refroidi par une circulation d'eau froide. Nous avons ainsi obtenu un refroidissement extrêmement efficace, ce qui est une condition indispensable à la bonne reproductibilité du déclenchement.

I - DECLENCHEMENT PAR ABSORBANT SATURABLE

Le déclenchement d'un laser par absorbant saturable est extrêmement employé en raison de son faible prix de revient et de sa facilité de mise en oeuvre. De plus, l'absorbant saturable sélectionne les modes ou les met en phase, selon l'emplacement de la cuve qui le contient et la concentration utilisée.

Nous allons étudier le déclenchement proprement dit en faisant varier la concentration de l'absorbant saturable, puis étudier les autres paramètres qui semblent importants pour assurer un régime monomode longitudinal : la taille de la cavité laser et la qualité optique de la cuve.

Influence de la concentration

Lorsqu'on veut étudier l'effet de la concentration, on commence par faire fonctionner le laser en régime relaxé en plaçant dans la cavité la cuve pleine de solvant.

.../...

L'impulsion relaxée est détectée avec un photomultiplicateur rapide répondant dans l'infrarouge, par exemple un 56 TVP dont nous étudierons le signal sur un oscilloscope TEKTRONIX type 554. La résolution temporelle est alors de 2 nanosecondes.

Lorsqu'on rajoute l'absorbant saturable goutte à goutte dans le solvant, on voit l'impulsion relaxée du laser se modifier en fonction de la concentration. Les pics élémentaires s'affinent et s'éloignent dans le temps l'un de l'autre tout en augmentant en intensité. On obtient ainsi très rapidement un train d'impulsions du type déclenché d'une trentaine de nanosecondes à mi-hauteur.

A partir de ce moment, il est possible de se ramener à une seule impulsion soit en baissant le pompage, soit en augmentant la concentration de l'absorbant saturable.

Quelques chiffres :

avec une cuve de 3 mm d'épaisseur et de la KODAK DYE 9740'' en solution dans du chlorobenzène, le laser déclenche, pour une cavité de 83 cm de long, à partir d'une concentration de 5 à 10%, et ce jusqu'à 100%, c'est-à-dire la cuve remplie de produit pur. On fait passer ainsi l'impulsion d'une durée de 30 à 40 nanosecondes à moins de 10 nanosecondes.

Influence de la taille de la cavité laser

Selon la longueur L de la cavité, les modes qui sont distants de $\lambda^2/2L$ seront plus ou moins rapprochés, et il y en aura plus ou moins dans un spectre dont la largeur est fixée par la raie de fluorescence du milieu amplificateur.

Nous avons fait varier la taille de la cavité de 35 cm à 1,30 m. La détection du signal laser est faite à l'aide d'une cellule photoélectrique très rapide du type CSF ou ITT dont la réponse est enregistrée par un oscilloscope FERRISOL 0Z 100., ce qui permet

.../...

une résolution temporelle théorique de 0,2 nanoseconde.

Dans le cas d'une cavité courte, il est possible d'ajuster la concentration de l'absorbant saturable pour que l'impulsion ne soit pas modulée (oscillation monomode). Par contre, dès que la longueur de la cavité atteint le mètre, elle est modulée quoi qu'on fasse (oscillations sur un grand nombre de modes). Il y a d'ailleurs une position intermédiaire qui se situe à une longueur d'environ 80 cm, pour laquelle l'impulsion est aléatoirement modulée ou non.

Influence de la qualité de la cuve

Il est à noter que l'influence de la qualité optique de la cuve retentit très faiblement sur les qualités du faisceau laser ; il en est de même pour sa position.

Remarque

Le déclenchement d'un oscillateur laser par absorbant saturable offre l'avantage d'une très grande simplicité de mise en oeuvre. De plus, la forme de l'impulsion est très symétrique, et il permet dans certains cas d'éliminer les modulations de l'impulsion, ce qui permet de faire penser que le laser est monomode longitudinal.

Cependant, les inconvénients de ce type de déclenchement sont loin d'être négligeables : l'absorbant saturable est un colorant organique particulièrement sensible à la lumière. Il convient donc de renouveler fréquemment le mélange. De plus, même si l'on brasse la solution entre chaque tir, la puissance du laser varie beaucoup d'un tir au suivant : nous avons mesuré une énergie de sortie variant entre 4 mJ et 10 mJ.

Il faut ajouter que l'émission laser se produit assez aléatoirement après le départ du flash, ceci en fonction de différents paramètres dont le vieillissement local de l'absorbant saturable, ce qui rend l'amplification très délicate. Enfin, l'homogénéité du faisceau est très médiocre.

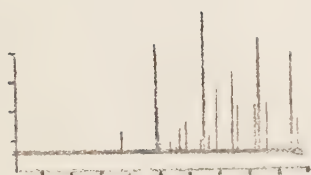
DECLENCHEMENT PAR ABSORBANT SATURABLE



Récepteur : photomultiplicateur
56 CVP - Oscilloscope TEKTRONIX
modèle 454.

Le laser relaxe à travers une cuve
de 3 mm d'épaisseur, remplie de
1,5 cm³ de chlorobenzène.

1 graduation verticale = 0,1 mV
1 graduation horizontale = 20 micros.



On a ajouté 27 gouttes de KODAK
9740 DYE, dans le chlorobenzène.

1 graduation verticale = 50 mV
1 graduation horizontale = 20 micros.



On a ajouté au total 50 gouttes de
KODAK 9740 DYE au chlorobenzène.

1 graduation verticale = 0,1 V
1 graduation horizontale = 100 nanos.



On a ajouté au total 150 gouttes de
KODAK 9740 DYE au chlorobenzène.

1 graduation verticale = 0,2 V
1 graduation horizontale = 50 nanos.
On a du placer un filtre atténuateur
de coefficient de transmission
 $T = 3\%$ devant le photomultiplicateur.
(gain : ~ 200 en puissance)

II - DECLENCHEMENT PAR CELLULE DE KERR

Nous avons choisi ce mode de déclenchement en raison de la symétrie de l'ouverture de la cellule. En effet, elle est normalement sous tension, donc biréfringente à $\lambda/4$, et pour "l'ouvrir" nous coupons la tension en 5 nanosecondes pendant 500 microsecondes. A ce moment, la cellule est parfaitement transparente, sans aucune biréfringence. et le faisceau laser ne sera pas chargé d'aberrations.

Nous utilisons une cellule de KERR fabriquée aux Etats Unis par KAPPA ELECTRONICS, de 10 mm entre plaques et 15 mm d'électrodes, fermée par des prismes à l'angle de BREWSTER polis à $\lambda/10$. Pour une biréfringence de $\lambda/4$, elle est pilotée par une tension de 22 kV et elle est remplie de nitrobenzène deutérié, bien plus transparent à $1,06 \mu$ que le nitrobenzène classique.

La cavité comprend donc en plus du barreau et des miroirs, un polariseur de GLAN et la cellule de KERR. Celle-ci est placée du côté du miroir $R_{\max}$ afin d'être traversée deux fois par la lumière, ce qui évite de faire appel à des tensions trop élevées. Nous pouvons faire varier deux paramètres, la longueur de la cavité et le retard entre le départ du flash et l'ouverture de la cellule de KERR.

Lorsque la taille de la cavité est comprise entre 35 cm et 60 cm, il est impossible d'obtenir une impulsion unique si ce n'est à des puissances ridiculement faibles. Cependant, la trace n'est généralement pas modulée par des battements entre modes.

Pour une cavité de 70 cm, nous obtenons une impulsion d'une vingtaine de nanosecondes à mi-hauteur, d'énergie supérieure au millijoule, et modulée à une fréquence de 2 nanosecondes;

.../...

le retard optimum est de 200 microsecondes entre le départ du flash et l'ouverture de la cellule. Si nous allongeons la cavité jusqu'à 1,30 m, nous obtenons une impulsion modulée à une fréquence de 5 nanosecondes environ, et dont la durée est augmentée dans le rapport des longueurs. Cependant la fréquence de battement entre deux modes consécutifs est de 9 nanosecondes; nous pouvons donc penser qu'il y a au moins trois modes longitudinaux.

Les avantages de la cellule de KERR consistent en l'assurance d'un déclenchement symétrique sur le faisceau, et une impulsion extrêmement reproductible. D'ailleurs lorsque la cavité est bien réglée, on obtient très facilement le TEM_{00} par simple ajustement du pompage. Par contre, si l'on décharge dans le flash une énergie trop forte, l'impulsion perd sa symétrie, et le laser peut même relaxer après le déclenchement. De plus, il est parfois difficile d'isoler électriquement des tensions supérieures à 20 kV.

Nous avons alors été amenés à utiliser une cavité courte avec un déclenchement mixte cellule de KERR doublé d'un absorbant saturable suffisamment peu dense pour ne pas se comporter comme une cellule de déclenchement, mais simplement comme un milieu non linéaire qui met en forme l'impulsion laser et la raccourcit.

DECLENCHEMENT PAR CELLULE DE KERR



- 1 - Cavité de 1,32 m période de modulation de 4,5 nanosecondes environ.

1 graduation verticale = 2 V
1 graduation horizontale = 20 nanosecondes.



- 2 - Cavité de 70 cm. L'impulsion est aléatoirement modulée ou non d'une impulsion à l'autre.

1 graduation verticale = 9 V
1 graduation horizontale = 10 nanosecondes.



- 3 - Cavité de 45 cm. L'impulsion qui n'est plus modulée présente une forme variable entre chaque impulsion.

1 graduation verticale = 2 V.
1 graduation horizontale = 20 nanosecondes.

Les impulsions 1 et 3 ont été reçues par une cellule photoélectrique CSF et visualisées sur un oscilloscope TEKTRONIX TYPE 454. La cellule a un temps de réponse de 0,3 nanosecondes, et l'oscilloscope une bande passante à mi-hauteur de 150 MHz.

L'impulsion 2 a été reçue sur une cellule photoélectrique fabriquée par le LEP, dont le temps de réponse est inférieur à 70 picosecondes, et visualisée sur un oscilloscope FERISOL OZ 100 dont la bande passante à mi-hauteur est de 1 GHz.

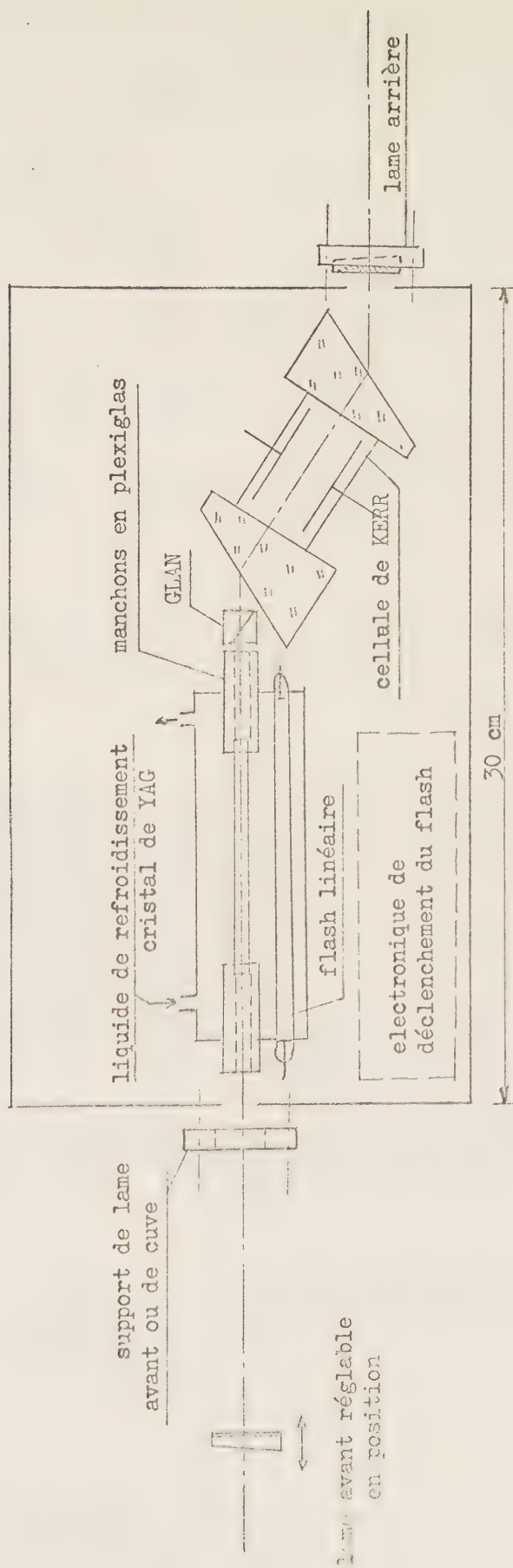
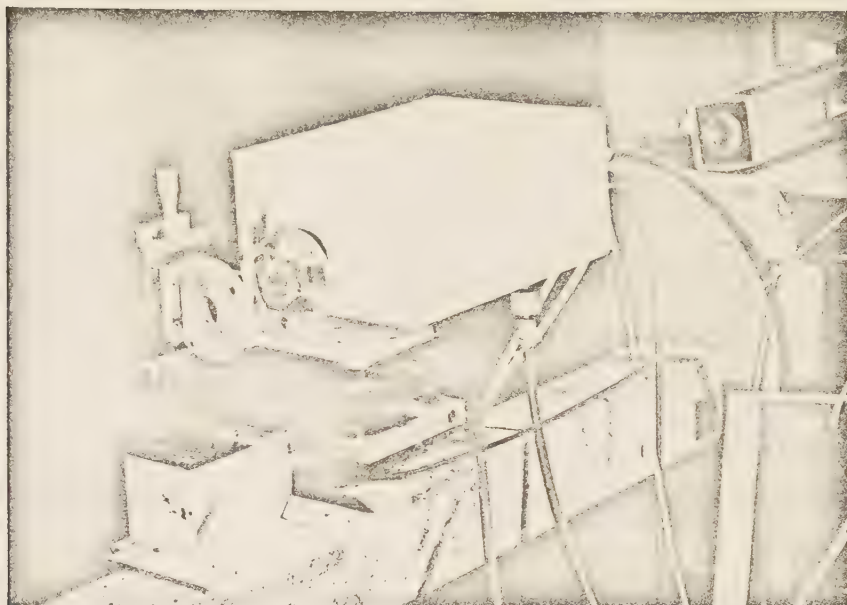


Schéma de principe du laser



Ensemble laser YAG complet. On distingue l'alimentation de la cellule de KERR mais pas celle du laser lui-même qui se réduit à un tiroir normal.



"Ecorché" de la tête laser. On distingue mal la cellule de KERR qui est cachée par les plaques d'isolement.

Conclusion

Les résultats obtenus sont très intéressants en ce sens que nous arrivons ainsi à combiner les avantages des deux modes de déclenchement, c'est-à-dire un faisceau très homogène, une impulsion dont le profil n'est pas modulé à la fréquence de battement de deux modes consécutifs, et peut durer 10 à 20 nanosecondes selon la concentration choisie. La reproductibilité peut être supérieure à 1%, et l'absorbant saturable qui n'est pas très concentré n'a pas besoin de soins attentifs.

D'après la forme de l'impulsion, nous pouvons penser que le laser est monomode, ou du moins qu'il a un mode très supérieur aux autres en amplitude. Pour préciser ce point nous avons fait appel à une technique de spectrographie nous permettant ainsi, en plus, de contrôler directement les résultats de HERCHER (Chapitre III).

CHAPITRE III

SPECTROSCOPIE DU LASER

Il y a deux conditions à respecter pour pouvoir séparer des modes voisins du laser : il faut une grande résolution spectrale et une grande luminosité. On pense donc tout de suite à l'emploi de l'interféromètre de FABRY-PEROT comme spectroscopie. Mais, nous ne disposons comme détecteurs optiques dans le très proche infrarouge que de certains films ou plaques photographiques dont la sensibilité est très inférieure à l'ASA, et qui ne permettent pas, en raison du manque de lumière de photographier les anneaux d'un interféromètre de FABRY-PEROT éclairé par le laser déclenché.

Nous sommes alors obligés de passer par l'intermédiaire d'un transformateur d'images, une caméra STL-TRW, dont la résolution spatiale est de l'ordre de 0,2 mm, ce qui limite la finesse de l'interféromètre.

L'interféromètre a été réalisé en vissant sur une épaisse semelle de dural deux supports de miroir fabriqués par la Maison MICROCONTROLE. Ces supports sont équipés de trois mouvements micrométriques du type trait-point-plan, ce qui permet d'orienter les étalons avec une grande précision.

Nous pouvons faire varier l'épaisseur e de l'interféromètre de 3 cm à 23 cm, soit l'intervalle spectral libre de 176.10^{-3} Å à 55.10^{-3} Å . La finesse est limitée par la qualité de l'étalon et par le récepteur.

.../...

On peut s'affranchir de cette dernière limite en augmentant la focale de l'objectif de projection des anneaux sur la photocathode de la caméra (en pratique, la dimension du laboratoire nous a limités à 2 m).

Les étalons sont plans à $\lambda/8$, et le réglage du parallélisme se fera à l'aide d'une lunette autocollimatrice. La précision de $\lambda/10$ ($\phi = 31$ mm) ainsi obtenue est donc suffisante. Pour augmenter cette finesse que la planéité des étalons limite à 8, nous diaphragmerons artificiellement l'interféromètre en l'éclairant en lumière divergente.

Les pouvoirs réflecteurs des jeux de miroirs dont nous disposons vont de 0,65 à 0,997. La finesse théorique peut varier dans une gamme appréciable, et nous avons pu parfois atteindre expérimentalement cette valeur théorique ($R = 0,80$).

Un exemple numérique situera bien le problème : soit à étudier le cas d'un laser de longueur $L = 70$ cm avec un FABRY-PEROT d'épaisseur $e = 10$ cm. Les modes du laser sont distants de $\lambda^2/2L = 7,8 \cdot 10^{-3} \text{ Å}$; l'intervalle spectral libre de l'interféromètre est de $\lambda^2/2e = 55 \cdot 10^{-3} \text{ Å}$; il faut donc une finesse supérieure à $55/7,8 = 6,5$ pour séparer deux modes longitudinaux consécutifs du laser.

Nous utiliserons alors des étalons dont le pouvoir réflecteur est de 0,80, ce qui donne une finesse théorique de 14.

Le rayon angulaire r du premier anneau de la figure d'interférences aura pour valeur :

$$\sqrt{\frac{\lambda}{e}} \leq r \leq \sqrt{\frac{2\lambda}{e}}$$

.../...

et sera donc compris entre $3,25 \cdot 10^{-3}$ et $4,6 \cdot 10^{-3}$ rd.

Au voisinage du premier anneau, la distance angulaire qui sépare deux modes consécutifs est de $1,9 \cdot 10^{-4}$ rd.

Pour que la photocathode puisse séparer ces deux modes, il faut donc que la focale de l'objectif de projection soit au moins de deux mètres. En ce cas, les modes seront séparés de 0,38 mm, nous pourrons donc les photographier, s'ils existent.

Avec un FABRY-PEROT de 23 cm d'épaisseur nous retrouvons les résultats de HERCHER /24/, c'est-à-dire que lorsque l'impulsion, observée à l'oscilloscope, n'est pas modulée, il n'y a qu'un seul mode. C'est le cas d'un laser de 45 cm de long et, déclenché par cellule de KERR et absorbant saturable. Par contre, dès que l'impulsion est modulée, ce qu'on peut facilement obtenir en remplissant la cuve de solvant pur, il apparaît plusieurs modes : deux pour une cavité de 55 cm; 2 ou 3 aléatoirement pour une cavité de 70 cm.

Cependant, nous avons pu montrer, avec un FABRY-PEROT de 12 cm, que lorsque l'on passe du déclenchement par cellule de KERR au déclenchement mixte, le nombre de modes ne change pas : on retrouve dans les deux cas la même répartition spectrale à ceci près que l'amplitude de l'un des modes est très supérieure à celle des autres. La méthode de diagnostic proposée par HERCHER /24/ ne caractérise donc pas une émission monomode pure, mais la présence d'un mode très prépondérant.

De même, dans le cas où l'émission est absolument monomode, nous pouvons diagnostiquer à l'aide d'un FABRY-PEROT de 3 cm d'épaisseur, un petit satellite au moins 10 fois plus faible que la raie laser et qui disparaît si l'on augmente l'intervalle spectral libre. Ce satellite est centré, soit $70 \cdot 10^{-3} \text{ Å}$, en dessous de la raie du YAG, soit $100 \cdot 10^{-3} \text{ Å}$ au dessus.

.../...

Une réémission 70 milli Å en dessous de la raie laser pourrait correspondre à une raie BRILLOUIN stimulée dans le nitrobenzène de la cellule de KERR /26/.

SPECTRE DU LASER



(1)

spectre d'un laser de 45 cm déclenché
par cellule de KERR + absorbant
saturable

(1) avec un FABRY-PEROT de 23 cm

(2) avec un FABRY-PEROT de 12 cm



(2)

on peut penser, d'après la photo (1)
que la largeur spectrale du laser
est inférieure à 25 milliAngström.

La photo (2) fait apparaître un
second mode.



(3)

Laser de 33 cm rigoureusement monomode
étudié avec un FABRY-PEROT de 3 cm
d'épaisseur, faisant apparaître une
raie parasite 70 mÅ au dessous de la
raie ou 100 mÅ au dessus.

Impulsion laser correspon-
dant aux spectres (1) et (2).

Cette impulsion n'est pas
modulée.

(4)



1 div. verticale correspond à 2 V.
1 div. horizontale correspond à 20 ns.

Conclusion

Cette expérience de spectroscopie nous apporte des résultats inattendus. Nous pensions, comme les articles cités en référence dans les chapitres précédents nous permettaient de le croire, que l'absorbant saturable allait sélectionner un mode unique parmi des centaines d'autres, voir des milliers dans le cas d'un laser au verre dopé. Mais en réalisant l'expérience avec une résolution plus grande et une meilleure sensibilité, nous voyons qu'il n'en est rien : l'absorbant saturable ne fait que favoriser un mode par rapport aux autres qui sont toujours là, et qui, bien qu'affaiblis, peuvent représenter une part non négligeable de la puissance de sortie du laser.

Cependant, nous avons pu faire varier le nombre de modes longitudinaux de 1 à 5 ($\Delta\lambda \simeq 40.10^{-3} \text{ \AA}$) pour une puissance de sortie à peu près constante.

De même, nous avons pu mettre en évidence un fonctionnement en régime monomode longitudinal et transverse, en réglant un mode longitudinal plus important que les autres.

A ce régime correspond une impulsion de 20 nanosecondes à mi-hauteur, et une puissance de sortie de 100 kW. les instruments de mesure dont nous disposons ne sont pas assez précis pour mettre en évidence une différence quelconque entre deux impulsions. On peut donc estimer que les fluctuations ne dépassent par 5%.

CHAPITRE IV.

VOLUME FOCAL ET SECTION EFFICACE D'IONISATION MULTIPHOTONIQUE

Pour clore cette étude, nous avons voulu étudier le volume d'interaction laser-matière obtenu avec notre oscillateur afin de le comparer avec celui que nous avons mesuré dans la première partie. Il va sans dire que nous nous sommes placés dans les conditions optimales d'expérience : le laser est monomode longitudinal et limité par la diffraction, (monomode transverse).

Nous avons d'ailleurs profité du montage expérimental et de la facilité qu'offre la cellule de KERR pour déclencher la caméra ultra-rapide pour vérifier la validité de :

$$E(x, y, z) = E_0 F(x, y, z) G(t)$$

et nous pouvons affirmer que la seule approximation faite est d'assimiler la lumination de la plaque à un éclaircissement.

Nous ne redonnerons pas ici le principe des mesures, ni celui de la détermination du volume d'interaction, et nous donnerons seulement les résultats expérimentaux en utilisant les mêmes notations qu'aux chapitres précédents.

Pour que cette étude puisse être comparée à celle qui a été faite avec le laser VD 320 utilisé au laboratoire, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions expérimentales, c'est-à-dire que nous avons employé le même objectif CGE $f/2$, $\phi = 30$, à deux verres,

.../...

étudié pour la focalisation des lasers de puissance. Nous l'avons éclairé en ouvrant le faisceau au moyen d'une lentille convergente de faible ouverture pour ne pas apporter l'aberrations au faisceau ; on peut ainsi l'atténuer en plaçant des atténuateurs variables au foyer de cette lentille : ce qui ne modifie pas la surface d'onde.

Nous avons enregistré les agrandissements du foyer et de son voisinage sur du film "Infrared High-Speed KADAK", de 35 mm, dont nous avons mesuré le gamma dans les conditions de l'expérience :

$$\gamma = 0,8 \pm 0,1$$

Au meilleur foyer, le rayon du premier anneau noir est de $7,5 \mu$ alors que la théorie de la diffraction (discutable à ces ouvertures) indique $5,15 \mu$; quant au diamètre à mi-hauteur, il est de 8μ .

La courbe de l'éclairement $E(z)$ le long de l'axe optique et représentée par le rapport des surfaces S_0 / S_z est facile à tracer mais la précision est médiocre car nous n'avons pas pu prendre suffisamment de clichés, leur distance de 100μ fixée par la précision des mouvements lents du microscope s'avérant trop grande.

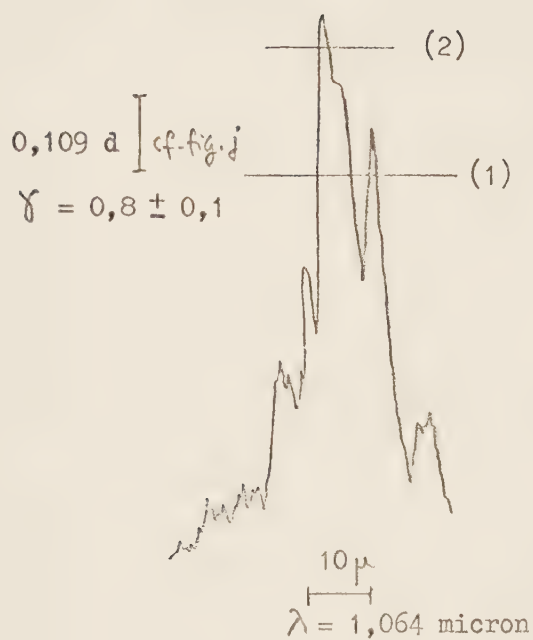
La courbe S_0 / S_z nous donne à mi-hauteur un Δz de 5.10^{-2} cm d'où un volume (pour une absorption à 1 photon)

$$V_1 = (2.6 \pm 0.5) 10^{-8} \text{ cm}^3$$

et un éclairement au foyer de $2.10^{11} \text{ W cm}^{-2}$.

En élevant les courbes $E(x_0, y_0)$ et S_0 / S_z à la puissance 5, nous obtenons par exemple, pour notre laser monomode et pour le VD 320 :

.../...

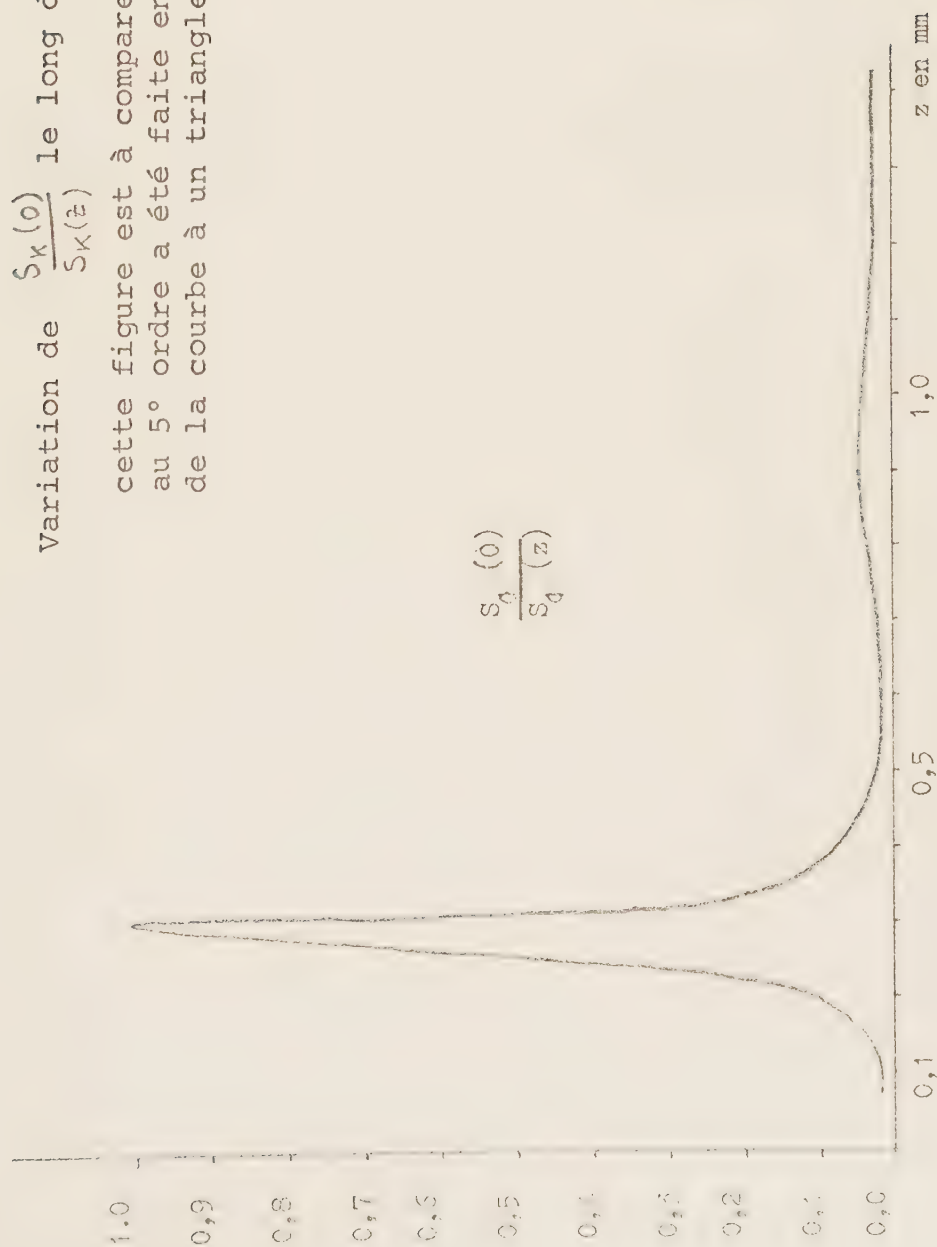


Eclairement au meilleur foyer. Le laser est focalisé par un objectif C.G.E. de $\phi = 31$ mm ouvert à $f/2$ et présentant plusieurs longueurs d'onde d'aberrations, ce qui est destiné à corriger la surface d'onde du laser VD 320.

- (1) mi-hauteur pour un processus à 1 photon.
- (2) mi-hauteur pour un processus à 5 photons.

Variation de $\frac{S_K(0)}{S_K(z)}$ le long de l'axe optique. $k=0$

cette figure est à comparer à la figure n ; l'étude au 5° ordre a été faite en assimilant la portion utile de la courbe à un triangle.



Laser monomodeVD 320

$$S_5 (x, y) = 4,12 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2$$

$$S_5 (x, y) = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$$

$$\Delta z = 1,6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$$

$$\Delta z = 10^{-2} \text{ cm}$$

$$V_5 = (6,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3$$

$$V_5 = (1,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3$$

Au point de vue résolution dans le temps, nous n'avons pu mettre en évidence ni déplacement latéral du foyer au cours de l'impulsion, ni dissymétrie dans l'éclairement de la pupille.

CONCLUSION

Au cours de cette étude, nous avons obtenu des résultats intéressants, qui semblent directement exploitables dans trois domaines : le diagnostic du volume focal, l'étude du fonctionnement du laser déclenché par prisme tournant, et la réalisation de l'oscillateur monomode.

L'étude du volume d'interaction laser-matière par microphotographie nous a permis d'améliorer sensiblement la précision des mesures d'éclairement. Le grandissement de l'image ainsi obtenue a été décisif dans la précision avec laquelle le volume d'interaction a pu être déterminé. Ce premier résultat a été directement utilisé dans le diagnostic de la rotation du foyer au cours de l'impulsion laser. En effet, nous avons vu, numériquement d'abord par application des méthodes de FOX et LI, puis expérimentalement que le prisme tournant obligeait le laser à vibrer par filaments, et l'onde à tourner comme lui au cours de l'impulsion. Et si l'on peut regretter que les résultats numériques ne soient pas rigoureusement vérifiés du point de vue quantitatif par l'expérience, on doit reconnaître qu'ils le sont qualitativement, ce qui est très important. Il est en effet secondaire de savoir combien il y a de filaments dans la pupille d'un laser à partir du moment où il y en a, et il importe peu de connaître la vitesse de rotation du vecteur d'onde dès que son instabilité est mise en évidence.

Cela nous a conduit à repenser les caractéristiques de l'oscillateur laser et à réaliser un prototype de résonateur monomode transverse et longitudinal, dont le déclenchement n'est plus assuré par un prisme tournant,

.../...

La solution que nous avons adoptée pourrait être encore perfectionnée sur le plan technique, mais cet oscillateur est un prototype d'étude, et comme tel a conduit à des conclusions intéressantes :

Nous avons pu obtenir par couplage d'une cellule de KERR et d'un absorbant saturable, dans une cavité caractérisée par un très faible nombre de Fresnel, un régime d'oscillation monomode transverse et longitudinal.

Nous avons vu qu'à partir du moment où ce régime était atteint, l'impulsion laser était remarquablement reproductible et que le volume d'interaction, pour un processus à 5 photons, était 500 fois plus petit qu'avec le laser VD 320.

Un tel laser monomode transverse permet d'obtenir un éclaircissement important sans investissement d'énergie, mais en réduisant les dimensions de la tache focale limitée alors par la diffraction.

Nous voyons ainsi se dessiner le profil du laser idéal pour l'étude des processus multiphotoniques. Ce serait un laser monomode transverse et monomode longitudinal. D'une façon plus générale le nombre de modes longitudinaux devrait pouvoir varier de façon contrôlable afin d'étudier l'influence de la cohérence du rayonnement laser sur la probabilité d'ionisation multiphotonique. Enfin, la longueur d'onde d'émission laser devrait pouvoir varier d'environ $50 \text{ \AA}$ pour étudier le rôle d'un état excité résonnant dans le processus d'ionisation multiphotonique.

A N N E X E I.

SYNCHRONISATION CAMERA-LASER

Pour déclencher la caméra ultra-rapide STL T.R.W., il faut une impulsion supérieure à 300 V et montant en moins de 10 ns. Ce "top" est fourni par un pulseur T.R.W. qui doit être déclenché à son tour par un signal à flanc de montée très rapide, synchronisé à l'impulsion laser, et suffisamment reproductible d'un coup à l'autre pour que la synchronisation soit constante dans le temps. Le problème se décompose alors en deux :

- Fournir un signal optique parfaitement synchronisé avec la fermeture de la cavité laser.
- Transformer ce signal en signal électronique susceptible de déclencher le pulseur T.R.W.

Puisque la cavité laser est fermée au moment où le prisme est en autocollimation avec la lame de sortie, nous allons l'éclairer par un faisceau He-Ne qu'il réfléchira et qui tournera à une vitesse double de la sienne.

Ce faisceau tournant est donc caractéristique de la position géométrique du prisme, et il reste à le focaliser sur une fente judicieusement placée pour avoir un "top" optique à l'instant voulu.

.../...

La figure a montre le schéma du montage :

Le faisceau d'un laser He-Ne continu est envoyé sur un miroir M_1 après avoir traversé l'objectif 0 d'un microscope de faible puissance, il est réfléchi sur M_2 , sur le prisme P, sur M_3 , M_4 puis focalisé par un objectif de Clairaut O_2 sur la fente F d'un photomultiplicateur protégé par un filtre interférentiel.

Le photomultiplicateur donne à 400 Hz un signal qui est la convolution de la fonction fente et de l'image du laser à gaz focalisé. Puisque nous avons un seul top et non 400 par seconde, le photomultiplicateur sera suivi par un amplificateur qui ne fonctionne que pendant la durée de flash du laser déclenché . (Il suffit pour cela de le déclencher grace à une petite photopile qui verra la lumière du flash).

Il reste alors à placer la fente pour obtenir un "top" réglable quelques centaines de nanosecondes avant l'impulsion laser. Les miroirs sont collés sur des supports goniométriques orientables au moyen de vis micrométriques : l'objectif est monté sur un mouvement lent parallèle au déplacement du faisceau. En procédant par autocollimation, il est possible avec une lunette d'amener le prisme en fermeture de cavité.

Nous pouvons ainsi régler la position de la fente pour avoir un signal synchronisé avec la fermeture de la cavité.

Le photomultiplicateur est mobile sur un banc parallèle au banc du laser, sur lequel on a aussi monté le laser à gaz. La fente d'entrée doit avoir la taille du foyer en lumière rouge de manière à obtenir sensiblement une fonction triangle comme signal. Ici nous avons réalisé une fente de 40μ en utilisant 2 lames de rasoir tenues par des vis sur un support de laiton, et en faisant les réglages sous microscope.

.../...

Résultats obtenus

Le temps de montée calculé (passage du spot sur la fente) est de l'ordre de 140 ns, et expérimentalement, nous trouvons 150 ns (fig.c).

La synchronisation désirée est obtenue en faisant varier le retard sur le signal de deux façons :

1°) Optiquement : en déplaçant l'objectif qui est monté sur mouvement micrométrique (1 mm correspond à 500 ns).

2°) Electroniquement : le pulseur T.R.W. est équipé d'une ligne à retard variant de 0 à 1 nilliseconde, par pas de 10 nanosecondes.

On peut se servir du signal "monitor" donné par la caméra au moment de l'ouverture de l'obturateur pour déclencher un oscilloscope sur lequel on enverra le signal donné par une cellule photoélectrique de l'impulsion laser (fig.b). Cela nous permet de vérifier les retards divers introduits dans le circuit, et nousa montré une certaine dérive, d'environ 200 ns, entre le matin et le soir lorsqu'on utilise l'appareillage continuellement, dans le sens d'une diminution de temps entre l'ouverture de la caméra et l'impulsion laser.

Il est à noter que si le laser est équipé d'un cristal doubleur de fréquence, le photomultiplicateur, très sensible au vent, recevra superposé au signal "prisme", l'impulsion laser qui éclaire toute la pièce et ce malgré le filtre interférentiel (fig.d).

On peut ainsi obtenir une mesure extrêmement précise, et affranchie des retards électroniques, de l'intervalle signal-impulsion laser.

.../...

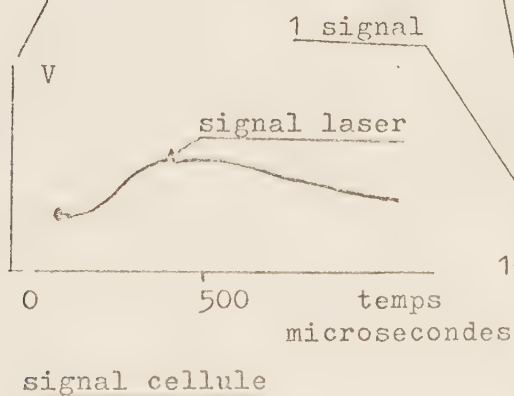
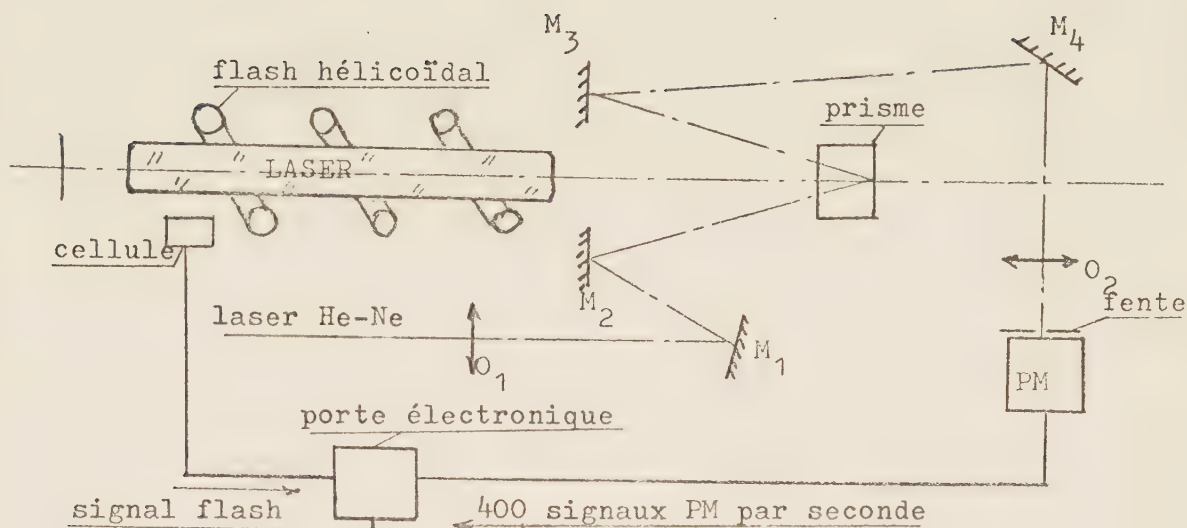


figure a - schéma du montage

figure c - signal du photomulti-
plicateur, sélectionné par la porte.

figures a et c -

Réalisation d'un signal de
déclenchement synchronisé à
l'impulsion laser.

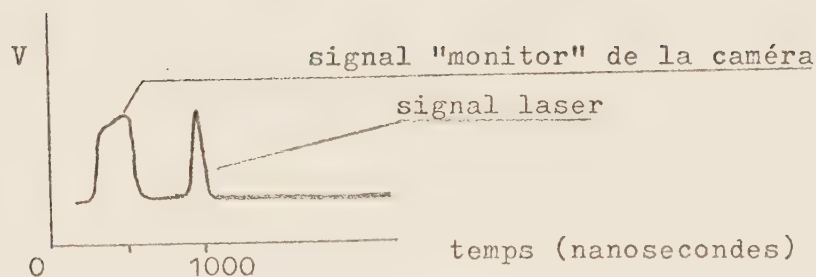


figure b - réglage du retard à afficher : déclenchement de l'oscilloscope par le signal caméra et réception de ce signal plus celui du laser.

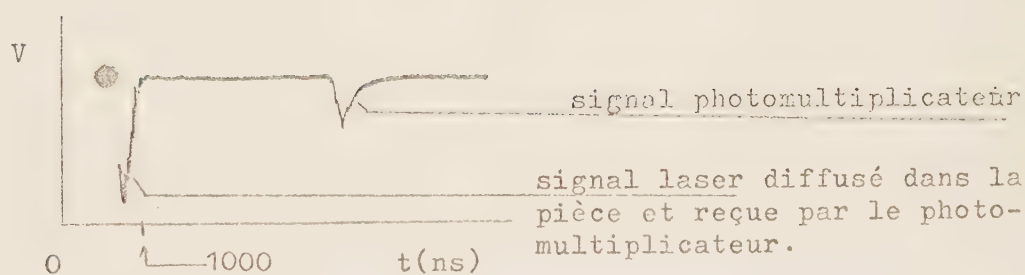


figure d - Lecture directe du moment où l'impulsion laser a lieu si le signal pm est à l'auto-collimation du prisme sur la lame avant.

En particulier, si l'on a réglé l'ensemble optique de telle sorte que le "top" corresponde au parallélisme des miroirs avant et arrière de la cavité, en envoyant sur un oscilloscope les deux signaux issus du photomultiplicateur et en réglant son déclenchement sur le premier qui se présentera, on a par lecture directe de l'écran le temps qui sépare l'impulsion laser de la fermeture de la cavité et leur position relative.

.../...

A N N E X E 2

METHODE DE FOX ET LI

FOX et LI ont proposé dès 1961 (le laser de MAIMAN date de 1960) d'étudier numériquement la propagation d'une onde dans un résonateur optique, en utilisant la théorie scalaire de la diffraction. On considère que les miroirs sont des ouvertures qui diffractent la lumière, et au départ on introduit une onde plane.

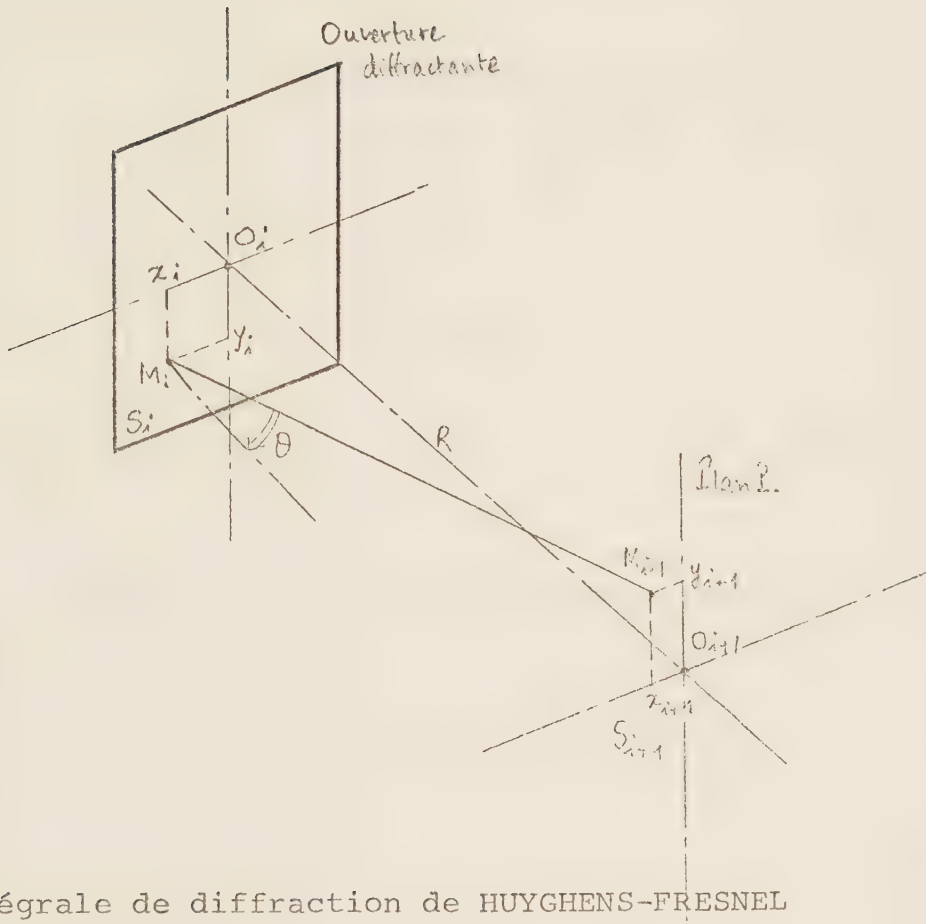
Cette onde va être diaphragmée par la première ouverture, S_1 et la répartition d'amplitude sur la seconde ouverture S_2 sera donnée par l'intégrale de HUYGHENS-FRESNEL :

$$u_2(x_2, y_2) = \frac{jk}{4\pi R} \iint_{S_1} u_1(x_1, y_1) \frac{e^{-jkR}}{R} (1 + \cos\theta) dx_1 dy_1$$

Connaissant $u_2(x_2, y_2)$ point par point, on va recommencer pour connaître $u_3(x_3, y_3)$ sur le 3^e miroir, et ainsi de suite (cf. figure).

Au bout d'un certain nombre d'itérations, nombre qui doit être relativement faible pour les lasers déclenchés qui sont fermés par des miroirs à faible coefficient de réflexion, l'ordinateur montre que les nombres $u_n(x_n, y_n)$ restent stables et que l'on a :

.../...



Intégrale de diffraction de HUYGHENS-FRESNEL

Si u_i est le champ en M_i , le champ diffracté par l'ouverture S_i sera au point M_{i+1} :

$$u_{i+1}(x_{i+1}, y_{i+1}) = \frac{jK}{4\pi} \iint_{S_i} u_i(x_i, y_i) \frac{e^{-jK R}}{R} (1 + \cos \theta) dx_i dy_i$$

$$u_n(x_n, y_n) = \eta u_{n-1}(x_{n-1}, y_{n-1})$$

En tenant compte d'un déphasage sur l'un ou l'autre des miroirs, on peut faire l'étude d'un résonateur à miroirs sphériques, ou, comme ici, d'un résonateur à miroirs non parallèles.

En fait l'amplitude peut s'écrire :

$$u_n(x_n, y_n) = p_n(x_n, y_n) \cos \omega t + q_n(x_n, y_n) \sin \omega t$$

et l'on peut calculer l'éclairement :

$$E_n = |u_n(x_n, y_n)|^2$$

- la phase :

$$\varphi_n(x_n, y_n) = \text{Arc tg} \left\{ \frac{p_n(x_n, y_n)}{q_n(x_n, y_n)} \right\}$$

- l'écart à la surface d'onde :

$$\xi_n(x_n, y_n) = \frac{2\pi}{\lambda} \varphi_n(x_n, y_n)$$

.../...

- l'énergie transportée par l'onde :

$$W_n = \iint_S E_n(x_n, y_n) dx_n dy_n$$

- et les pertes par diffraction du n° miroir au (n+1)° :

$$P_{n+1} = \frac{W_n - W_{n+1}}{W_n}$$

On remarque enfin que les calculs sont caractéristiques de deux grandeurs :

le nombre de FRESNEL :

$$N = \frac{a^2}{b\lambda}$$

et un autre nombre qui est fonction de l'angle α que fait la normale du miroir déréglé avec l'axe du laser :

$$N' = \frac{a\alpha}{\lambda}$$

.... / ...

REFERENCES

- 1/ AGOSTINI, BARJOT, BONNAL, MAINFRAY, MANUS, MORELLEC - Quantum Electronics, QE4, 10 (1968).
- 2/ AGOSTINI, BARJOT, BONNAL, MAINFRAY, MANUS, MORELLEC - B.I.S.T, août 1968, n° 129.
- 3/ AGOSTINI, BARJOT, MAINFRAY, MANUS, THEBAULT Phys. Letters, 31 A, 7, 367 (1970).
- 4/ AGOSTINI, BARJOT, MAINFRAY, MANUS, THEBAULT Quantum Electronics, QE 6, 12, 782 (1970).
- 5/ KOSTER, CHARTIER C.R.A.S., T.267, 1020 (1968).
- 6/ . KASTLER - Applied Optics, 1, 17 (1962).
. SCHOWLOW, TOWNES - Phys. Rev., 112, 1940 (1958).
. BIRNBAUM - Optical masers
- 7/ TERNEAUD, de Metz - Applied Optics, 5, 819 (1966).
- 8/ NIJBOER - Thèse - Grönigen (1942).
- 9/ MARIOGE, de Metz, TERNEAUD - C.R.A.S., 266 (1968).
- 10/ BURCH - Q.E. Proc. Third Intern. Congr. (Columbia Univ. Press), p. 1187 (1964).
- 11/ de METZ - C.R.A.S., 270, B 327, 1970).
- 12/ BARKHUDAROVA, VORONOV - Report on the conference on laser measurement - WARSAW (Poland) - sept. 1968.
- 13/ AGOSTINI, BARJOT - Rapport RT.328, juillet 1969.
- 14/ AGOSTINI, BARJOT, MAINFRAY, MANUS, THEBAULT - C.R.A.S. - série B, 270, 1566-1568 (1970).
- 15/ BARJOT - "Journal of Applied Physics" (août 1971).
- 16/ Mc ALLISTER et al. - I.E.E.E., QE-6, 1, 44 (1970).

.../...

- 17/ FOX, LI - B.S.T.J. - 40, 489-508
- 18/ DANEU, SACCHI, SVELTO - I.E.E.E., QE-2, 8 (1966).
- 19/ HAGEN - J.A.P. 40, 2 (1969).
- 20/ KORNEEV, PAVLOV - J.E.T.P. Letters, 190 (1969).
ZhETF Pis. Red. 8, n°6, 309-312 (20.9.1968).
- 21/ GEUSIC, MARCOS, Van ULTERT - A.P.L. 4, 10 (1964).
- 22/ SMITH, SCHNEIDER, DANIELMEYER - The Bell Syst.
Techn. J., 48, 1405 (1969).
- 23/ HERCHER - Applied Optics 8, n° 6, 1103 (1969).
- 24/ HERCHER - A.P.L. 7, n° 2, 39 (1965).
- 25/ GIORDMAINE, KAISER - J.A.P. 35, n° 12, 3446 (196).
- 26/ TAKUMA, JENNINGS - A.P.L. 5, n°12 (1964).
- 27/ McFARLAND, HOSKINS, SOFFER - Nature 207, 1180 (sept.1965)
- 28/ Mc MAHON - I.E.E.E., QE-5, 10, 489 (1969).
- 29/ WOLF - Proceedings of the symposium on optical masers
E.172.13 (1963).

S 1783 A. — Paris, Imp. Administrative Centrale, 8, rue de Furstenberg (6-63) | 463

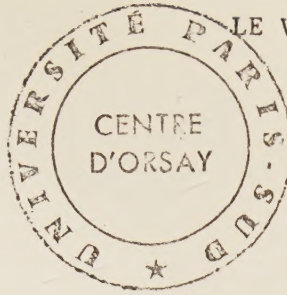
Vu et approuvé :

ORSAY

Paris, le 8 Juin 19 71

Docteur en Sciences,

LE VICE PRESIDENT DU CENTRE D'ORSAY:



XXXX

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

